

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 29, 1968, no. 5

Optisch onderzoek aan halfgeleideroppervlakken

K. H. Beckmann

Het is al bijna een gemeenplaats dat een groot gedeelte van onze techniek staat en valt met oppervlakverschijnselen — hetzij dat men die nuttig gebruikt of dat men ze moet uitschakelen. De technologische beheersing van oppervlakproblemen gaat hand in hand met hun onderzoek in het laboratorium. In dit artikel worden twee verfijnde methodes voor dit onderzoek besproken.

Bij de vaste stof zijn de fysische eigenschappen aan het oppervlak vaak verschillend van die in het inwendige van het materiaal. De oorzaak hiervan moet men in eerste instantie daarin zoeken dat de symmetrie van het kristalrooster aan het oppervlak is verbroken. De vermindering van symmetrie gaat gepaard met de vorming van een overgangsgebied tussen het oppervlak en het ongestoorde inwendige van het materiaal: niet alleen de atomen aan het oppervlak ondervinden de invloed van het ontbreken van hun burens aan één zijde, maar de hierdoor veroorzaakte verstoring van het kristalveld is tot een diepte van verscheidene atoomlagen merkbaar. Bevindt zich de beschouwde vaste stof niet in hoogvacuüm maar is hij in contact met een ander medium, b.v. een gas of een vloeistof, dan kan een adsorptie of een chemische reactie aan het oppervlak plaatsvinden, waardoor hierop een derde fase ontstaat, die nog verdere veranderingen van de oppervlakeigenschappen teweeg kan brengen.

De oppervlakeigenschappen zijn van groot belang voor het elektrische gedrag van halfgeleiders en hieruit vervaardigde schakelingselementen. Door verschillende oppervlakbehandelingen kan gemakkelijk het aantal en het type van de ladingdragers in het zg. ruimteladingsgebied onder het oppervlak worden beïnvloed. Atomen die aan het oppervlak zijn geadsorbeerd, of in een laagje op het oppervlak opgenomen, kunnen als recombinatiecentra fungeren en daardoor in hoge mate de levensduur van minderheidsladingdragers beïnvloeden. Voorts spelen chemische processen zoals etsen en elektrolytisch polijsten een belangrijke rol bij de vervaardi-

ging van schakelingselementen^[1], zodat ook om deze reden veel informatie over de aard van de chemische reacties tussen halfgeleideroppervlakken en diverse stoffen gewenst is.

Voor dergelijke onderzoeken beschikt men over twee optische methodes, die rechtstreeks inlichtingen kunnen verschaffen over de aanwezigheid, de dikte en de chemische samenstelling van oppervlaklagen: het zijn de infrarood-absorptiespectroscopie met inwendige reflexie en de ellipsometrie. In dit artikel willen we van beide methodes de fysische grondslagen en de experimentele uitvoering bespreken. Vervolgens zullen enkele onderzoeken worden behandeld die hiermee in de Philipslaboratoria te Hamburg en te Eindhoven zijn verricht. Het ellipsometrische werk wordt door de schrijver gedaan in nauw overleg met dr. Bootsma en dr. Meyer in het Philipslaboratorium te Eindhoven.

Spectroscopie met inwendige reflexie

Valt elektromagnetische straling op het grensvlak tussen een dicht medium 1 (met brekingsindex n_1) en een minder dicht medium 2 (met kleinere brekingsindex n_2), dan treedt totale reflexie op mits de invalshoek groter is dan de zg. kritische hoek φ_{1c} (en mits beide media niet absorberen). De kritische hoek wordt gegeven door de formule:

$$\sin \varphi_{1c} = n_2/n_1.$$

Het is bekend dat bij totale reflexie de straling over een kleine afstand het minder dichte medium binnendringt. Dit is een vrij ingewikkeld verschijnsel. Uit de bereke-

Dr. K. H. Beckmann, medewerker van het laboratorium Hamburg van Philips Zentrallaboratorium GmbH.

[1] J. J. A. Ploos van Amstel, Philips techn. T. 22, 208-218, 1960.

ning voor het geval van een oneindig uitgestrekte bundel die aan het grensvlak tussen twee niet-absorberende media totaal wordt gereflecteerd volgt dat in het minder dichte medium een energiestroom evenwijdig met het grensvlak optreedt. Het tijdsgemiddelde van deze energiestroom neemt exponentieel met de diepte z af (zie fig. 1). Ook loodrecht op het grensvlak treedt op bepaalde plaatsen een energiestroom op, zowel van 1 naar 2 als van 2 naar 1 en met gelijke sterkte in beide richtingen, en dit gehele patroon beweegt zich met een snelheid $c_1/\sin \varphi_1$ evenwijdig met het grensvlak (c_1 is de lichtsnelheid en φ_1 de invalshoek in het dichtere medium). Zowel het totale als het lokale tijdsgemiddelde van de energiestroom loodrecht op het grensvlak is derhalve nul. Bij een bundel van *eindige* breedte heeft men in een gedeelte van de bundel een zekere netto-energiestroom naar het minder dichte medium en in een ander gedeelte naar het dichtere medium, maar het tijdsgemiddelde van de energiestroom loodrecht op het grensvlak, geïntegreerd over het gehele oppervlak, blijft nul. Wordt echter de desbetreffende straling door het minder dichte medium min of meer geabsorbeerd, dan zal het tijdsgemiddelde van de geïntegreerde energiestroom naar dit medium positief zijn, de reflexiecoëfficiënt is dan kleiner dan één.

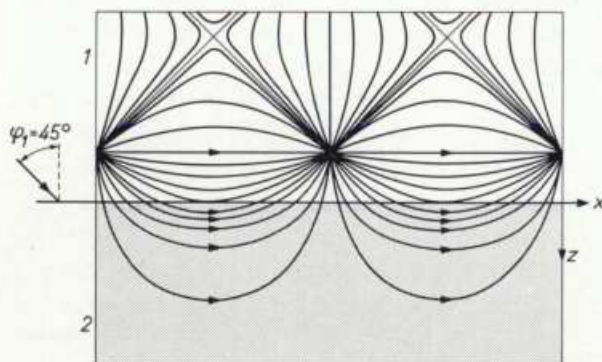


Fig. 1. Momentopname van de energiestroom bij totale reflexie van een oneindig brede lichtbundel. De getekende x -as ligt in het grensvlak tussen het dichtere medium 1 en het minder dichte medium 2; de z -as staat loodrecht op dit grensvlak. De dichtheid van de lijnen in elk gebiedje is evenredig met de plaatselijke grootte van de energiestroom (momentele waarde). De brekingsindices en de invalshoek φ_1 zijn zo gekozen dat $\varphi_1 = 45^\circ = \varphi_{1c}$ (de kritische hoek). Het gehele stroombeeld verplaatst zich met een snelheid $c_1/\sin \varphi_1$ in de x -richting. (Ontleend aan A. Eichenwald [2].)

Fahrenfort [3] heeft dit verschijnsel van „verzwakte totale reflexie” gebruikt voor infrarood-absorptiemetingen aan stoffen waarvan geen preparaten voor normale doorlatingsmetingen kunnen worden gemaakt. Aangezien bij totale reflexie de indringdiepte van de straling in het tweede medium slechts gering is, krijgt men ook bij sterk absorberende stoffen gereflecteerde intensi-

teiten van redelijke grootte. Deze methode om een absorptie te meten duidt men aan als „spectroscopie met inwendige reflexie” (Internal Reflexion Spectroscopy, I.R.S.).

Anderzijds heeft N. J. Harrick [4] in Philips Laboratoria, Briarcliff Manor (V.S.), aangetoond dat hetzelfde verschijnsel kan worden toegepast om de infraroodabsorptie van stoffen te meten die als *dunne lagen* aanwezig zijn, zo dun dat normale absorptiemetingen met doorvallende straling niet mogelijk zijn. Het principe is in fig. 2 geschetst. Het te onderzoeken materiaal

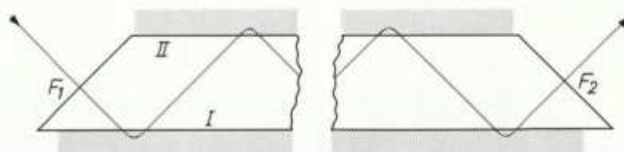


Fig. 2. Reflexielichaam voor de methode van spectroscopie met inwendige reflexie. De stof waarvan de infraroodabsorptie moet worden gemeten vormt hier het minder dichte medium (in grijs aangegeven) en is in contact met de grensvlakken I en II. Getekend is een lichtstraal die bij F_1 van een monochromator komt en bij F_2 naar een detector gaat. Het feit dat de straling een stukje in het minder dichte medium doordringt is hier door de ombuiging van de straal in het minder dichte medium aangeduid. Met zo'n reflexielichaam kan men tot 200 reflexies realiseren.

of de dunne laag is in contact met één of beide kanten (I en II in fig. 2) van een speciaal vervaardigd lichaam voor inwendige reflexie. Een monochromatische lichtbundel treedt dit lichaam door het invalsvlak F_1 binnen. Een essentiële voorwaarde is dat het lichaam doorzichtig is voor de gebruikte straling. De invalshoek op het oppervlak I moet zodanig zijn dat aan dit vlak totale reflexie optreedt. Met reflexielichamen van halfgeleidermaterialen kan men aan de genoemde voorwaarden in een groot gebied van invalshoeken voldoen: halfgeleiders laten infrarood door en hebben hiervoor een zeer hoge brekingsindex (bij germanium b.v. is de brekingsindex $n = 4$, bij silicium $n = 3,4$). Heeft de stof waarmee het reflexielichaam in contact is een zeker absorberend vermogen, dan treedt bij de totale reflexie aan het grensvlak I een verzwakking op, waarna het gereflecteerde gedeelte van de straling op het grensvlak II valt en het proces zich herhaalt. Door de herhaling van het absorptieproces bij iedere reflexie kan men een aanzienlijke verzwakking realiseren. Nadat het licht het reflexielichaam heeft doorlopen en dit door het uitteervlak F_2 heeft verlaten, valt het op een detector.

Alleen bij een laagdikte kleiner dan ca. 10 nm kan men rekenen op een homogene verdeling van de straling in de te onderzoeken stof. Bij dikkere lagen wordt de beperkte indringdiepte van de straling merkbaar, en naar rato van de laagdikte (afmeting van het medium 2 in de z -richting, zie fig. 1) zal slechts een gedeelte van dit

medium door de straling worden bereikt. Daar het tijd-gemiddelde van de energiestroomdichtheid in de x -richting binnen het absorberende medium 2 exponentieel met z daalt, zal ook de hoeveelheid geabsorbeerde straling op deze wijze met z dalen, mits het medium 2 zelf homogeen is. Is echter de chemische samenstelling van dit medium in de z -richting inhomogeen, dan wordt de interpretatie van het absorptiespectrum zeer moeilijk.

Het reflexielichaam moet geometrisch aan hoge nauwkeurigheidseisen voldoen, wil men zeker zijn dat de lichtbundel op ieder punt waar reflexie plaatsvindt dezelfde invalshoek heeft en dat hij nergens van het invalsvlak gaat afwijken. De beide grensvlakken I en II moeten daartoe tot op een fractie van een golflengte vlak zijn en nauwkeurig evenwijdig. Dit kan door geschikte polijstmethodes worden bereikt. Na het polijsten echter is het oppervlak bedekt met een dun laagje van slijpmateriaal en halfgeleider-restanten. Om dit storende laagje te verwijderen, kan men het reflexielichaam in het geval van germanium op een speciale wijze etsen; in het geval van silicium kan het thermisch geoxideerd worden, tot een dikte van de oxidelaag van $1\ \mu\text{m}$, en dit oxide etst men dan weg met geconcentreerd fluorwaterstofzuur. In beide gevallen wordt de doorlating van de lichamen beter, hoewel ze iets aan planparalleliteit hebben ingeboet. Dat men een verbetering vindt, is waarschijnlijk daaraan te danken dat de oppervlaklaag door het polijsten enigszins verstrooiende eigenschappen had gekregen. Bij reflexielichamen van germanium en silicium ter lengte van 60 mm en ter dikte van 0,3 mm kunnen bij een invalshoek van 45° wel 200 opeenvolgende totale reflexies worden verkregen. Bij zulke grote weglengten van de straling in de halfgeleider kunnen de metingen echter slechts tot golflengten van 8 à $10\ \mu\text{m}$ worden uitgevoerd, aangezien de doorlating van het reflexielichaam zelf ten gevolge van de roosterabsorptie snel met toenemende golflengte afneemt.

Harrick [5][6] heeft nog enige andere configuraties uitgewerkt, die niet slechts voor de meting van dunne lagen nuttig kunnen zijn, maar ook voor vaste stoffen en vloeistoffen. Om een geschikte mate van absorptie te krijgen, kan men eventueel slechts een gedeelte van de reflecterende vlakken met het te meten materiaal bedekken. In fig. 3a is een dubbel-werkend reflexielichaam weergegeven. Deze vorm levert bij gegeven lengte van het lichaam het dubbele aantal reflexies. Bovendien kan dit lichaam gemakkelijk tot de gewenste diepte in vloeistoffen worden gedompeld, om hun chemische samenstelling te onderzoeken of om de eventuele wisselwerking tussen de vloeistof en het materiaal van het reflexielichaam zelf na te gaan. Fig. 3b toont een lichaam met een soortgelijke configuratie waarbij

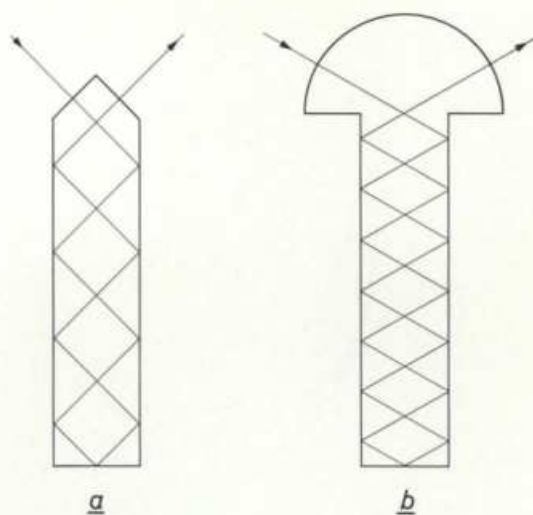


Fig. 3. Reflexielichamen voor dubbele lichtdoorgang, ontwikkeld door N. J. Harrick [5] in Philips Laboratories, Briarcliff Manor (V.S.). Het lichaam *b* geeft nog meer mogelijkheden dan *a*, aangezien de invalshoek hierbij gevarieerd kan worden.

bovendien metingen bij verschillende invalshoeken mogelijk zijn.

Een variatie van de invalshoek kan nodig zijn als men metingen met de grootst mogelijke gevoeligheid wil doen. Met de invalshoek veranderen verschillende belangrijke parameters. In de eerste plaats neemt met toenemende hoek de indringdiepte van de straling in het minder dichte medium af; deze diepte definieert men als de afstand van het totaal reflecterende grensvlak waarop de elektrische veldvector van de straling tot de fractie $1/e$ is afgenomen. Verder verandert met de invalshoek de amplitude van het elektrische veld in het minder dichte medium, en met toenemende invalshoek neemt de oppervlakte toe die door een bundel met gegeven doorsnede wordt verlicht. De invloed van deze parameters en van de brekingsindex op de mate van absorptie kan bij zwak absorberende stoffen bij benadering worden beschreven door invoering van een effectieve dikte d_e [7]. Deze is gedefinieerd als de materiaaldikte die nodig is om bij een conventionele doorlatingsmeting met loodrechte inval dezelfde mate van absorptie te krijgen als in het onderzochte geval wordt verkregen bij één enkele totale reflexie, mits bij deze laatste de dikte van het absorberende medium veel groter is dan de indringdiepte van de straling. In fig. 4 ziet men dat de waarde van d_e afhangt van de polarisatie van de straling, en verder dat de afneming van de effectieve dikte met toenemende invalshoek niet in

[2] Zie bij Cl. Schaefer en G. Gross, Ann. Physik (4) **32**, 648-672, 1910.

[3] J. Fahrenfort, Spectrochim. Acta **17**, 698-709, 1961.

[4] N. J. Harrick, J. phys. Chem. **64**, 1110-1114, 1960.

[5] N. J. Harrick, Analytical Chem. **36**, 188-191, 1964.

[6] N. J. Harrick, Internal reflection spectroscopy, Wiley, New York 1967.

[7] N. J. Harrick en F. K. du Pré, Appl. Optics **5**, 1739-1743, 1966.

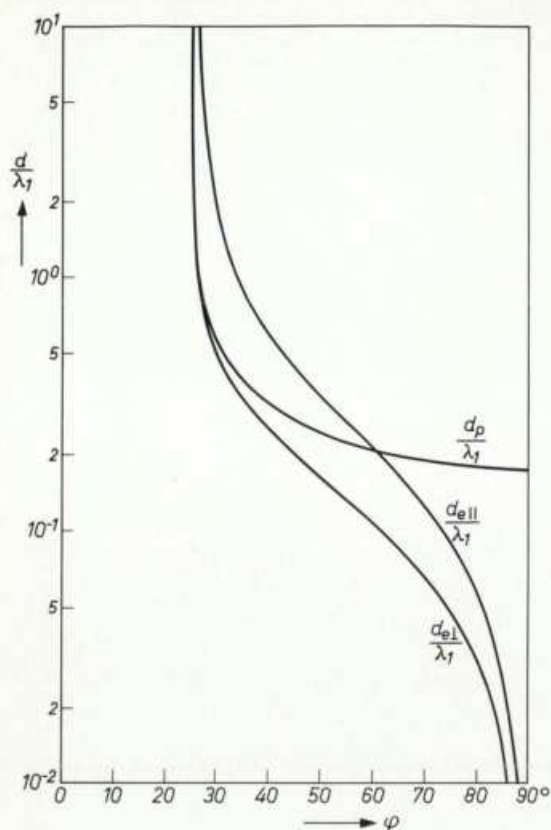


Fig. 4. Relatieve indringdiepte d_p/λ_1 in een zwak absorberend medium, en effectieve dikte d_e/λ_1 , beide uitgezet tegen de invalshoek φ , voor totale reflexie aan een grensvlak met een relatieve brekingsindex $n_{21} = n_2/n_1 = 0,423$. (De index 1 heeft betrekking op het dichtere medium, waaruit de lichtbundel komt, de index 2 op het minder dichte medium; λ_1 is de golflengte van de invallende straling.) De effectieve dikte is gedefinieerd als de materiaaldikte die nodig is om bij één gewone doorlating van de straling dezelfde mate van absorptie te krijgen als in het geval van inwendige-reflexiespectroscopie met een enkele totale reflexie; d_e verschilt naar gelang de straling evenwijdig met of loodrecht op het invalsvlak is gepolariseerd (resp. $d_{e||}$ en $d_{e\perp}$). De kromme geeft een aanwijzing over de sterkte van de koppeling tussen de straling en de absorberende moleculen, aangezien de effectieve dikte hiermee evenredig is. (Ontleend aan N. J. Harrick en F. K. du Pré⁽⁷⁾.)

hoofdzak slechts toe te schrijven is aan de verandering van de indringdiepte d_p . In fig. 5a en b zijn de resultaten van benaderingsberekeningen voor verschillende invalshoeken en brekingsindices weergegeven. De weergegeven functies zijn van belang als men uit metingen van de infraroodabsorptie met de inwendige-reflexiemethode kwantitatieve conclusies wil trekken; immers, met behulp van deze functies kan men uit de genoemde metingen de absorptiecoëfficiënt α berekenen. In eerste benadering is de intensiteit I bij de detector:

$$I = I_0(1 - R)^2 \exp(-\alpha N d_e),$$

waarbij I_0 de intensiteit is die op het intreevlak van het reflexielichaam valt, R het verlies door reflexie aan in- en uitgang, N het aantal totale reflexies aan de grensvlakken tussen reflexielichaam en absorberende stof, en d_e de effectieve dikte.

Meet men met de inwendige-reflexiemethode de absorptie als functie van de golflengte, dan kunnen de gevonden absorptiepieken in spectrale ligging en hoogte verschillen van diegene die men bij een enkele gewone doorlating vindt. Dit komt doordat de brekingsindex van de onderzochte stof met de golflengte varieert. We hebben immers gezien dat de effectieve dikte o.a. van deze index afhangt. Bij zuivere stoffen kan de brekingsindex vooral sterk variëren in het gebied van de anomaal dispersie rondom de golflengte van de „rektrilling” van het molecuul (d.i. die hoofdtrillingsvorm van het molecuul die met een periodieke rek gepaard gaat). Welke complicaties kunnen optreden, illustreert fig. 6. Deze toont het met de rekenmachine berekende spectrum van de intensiteit R , gereflecteerd aan het grensvlak silicium/siliciumdioxide. De berekening is uitgevoerd voor een enkele reflexie, en ondersteld is dat het minder dichte medium (siliciumdioxide) oneindig uitgestrekt is. Voor de berekening hebben we de waarden n en k (reëel en imaginair gedeelte van de optische constante) van kristallijn kwarts^[8] voor loodrecht op de optische as gepolariseerd licht gebruikt; n en k zijn in de figuur eveneens uitgezet. Tussen k en de absorptiecoëfficiënt α bestaat het verband:

$$k = \alpha \lambda / 4\pi.$$

In het berekende verloop van R als functie van λ ziet men bij 8,6 μm een dal optreden, dat wordt veroorzaakt door een piek van n bij die golflengte, waarmee een piek van de effectieve dikte gepaard gaat. De ligging van het maximum van k verschilt duidelijk van die van het minimum van R tussen 9 en 10 μm ; dit minimum is te wijten aan de sterke toeneming van de effectieve dikte bij golflengten boven 9 μm als gevolg van de toeneming van n . In het geval van fig. 6 is men reeds met een invalshoek van 45° boven de kritische waarde als de brekingsindex van het oxide 2,5 bedraagt. In de buurt van 9,7 μm wordt R gelijk aan nul, hoewel k hier reeds nul is. Dit komt doordat het reële gedeelte van de optische constante van de beide media bij deze golflengte even groot is, zodat men aan het grensvlak geen reflexie krijgt. Naar langere golven toe neemt R met afnemende n van het oxide toe, doordat nu weer totale reflexie optreedt. Er dient echter op gewezen te worden dat het dalen van R tot nul alleen een gevolg is van de bij deze berekening gemaakte onderstelling dat het minder dichte medium oneindig uitgestrekt is. Is slechts een dunne oxidelaag aanwezig, dan zal in geval van een hoge brekingsindex van de laag totale reflexie aan de achterkant ervan optreden en het reflexievermogen zal in het algemeen groter dan nul zijn. Is de laagdikte veel kleiner dan de golflengte, dan hangt R veel minder van n af, aangezien in dit geval de verdeling van de straling binnen de dunne laag vrijwel niet wordt beïnvloed door

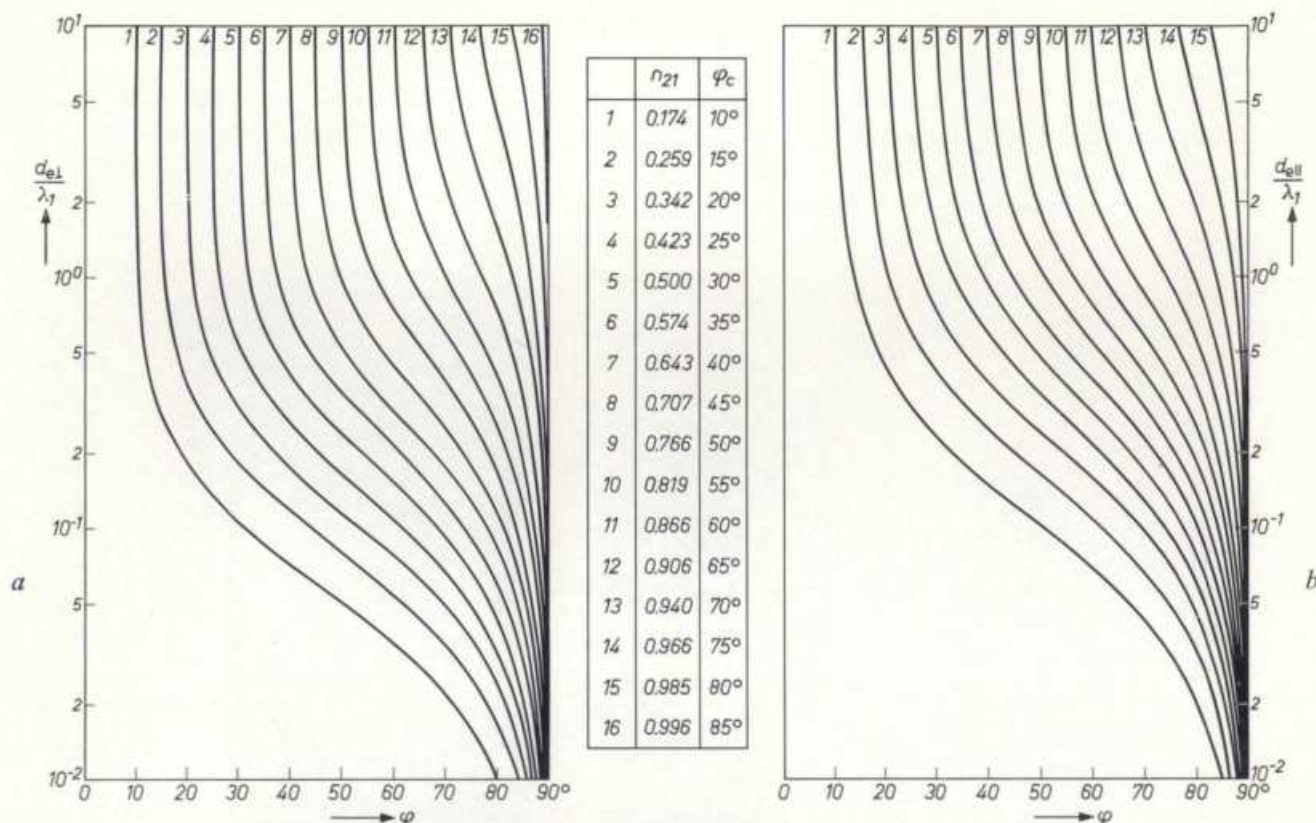


Fig. 5. De relatieve effectieve dikte d_e/λ_1 als functie van de invalshoek φ voor verschillende waarden van de relatieve brekingsindex n_{21} . Aan de hand van deze krommen kan men een geschikte invalshoek kiezen om de gewenste mate van verzwakking van de straling te krijgen; verder worden zij gebruikt voor kwantitatieve uitwerking van absorptiemetingen met de methode van inwendige-reflexiespectroscopie. Bij a) is de polarisatie loodrecht op, bij b) evenwijdig met het invalsvlak. Voor iedere waarde van n_{21} is ook de kritische hoek φ_c aangegeven. (Ontleend aan N. J. Harrick en F. K. du Pré [7].)

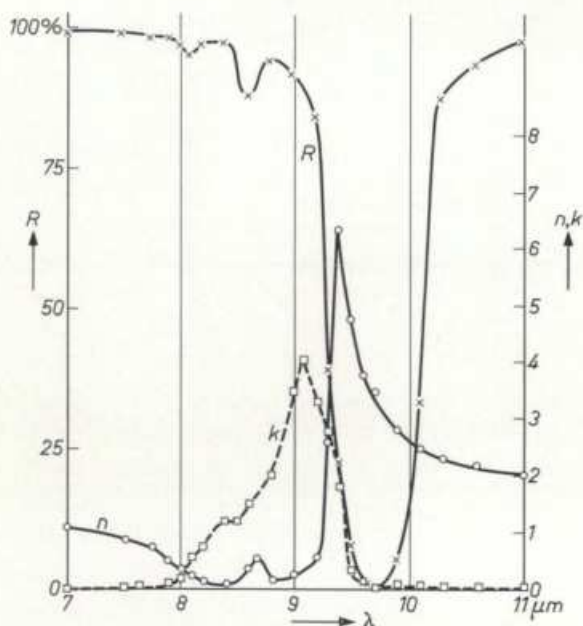


Fig. 6. Verloop van n en k met de golflengte bij α -kwarts (ontleend aan het aangehaalde artikel [8]). Met behulp van de waarden n en k is het spectrale reflexievermogen R voor totale reflexie aan het grensvlak tussen silicium en siliciumdioxide bij een invalshoek van 45° berekend [9]. Het minder dichte medium (siliciumdioxide) is oneindig uitgebreid ondersteld.

de verandering van de indringdiepte.

Uit de figuren 4 en 5 is af te leiden dat men de grootste gevoeligheid krijgt als de invalshoek weinig verschilt van de kritische hoek. De mate van absorptie kan verder worden verhoogd door reflexielichamen van zodanige afmetingen te gebruiken dat de straling een staande golf vormt met grote amplitudes van het elektrische veld ter plaatse van het grensvlak van het absorberende medium [10]. Ook kan men de absorptie vergroten door aan het grensvlak de amplitudes en fazen van de gereflecteerde bundel in het dichtere medium aan te passen aan die van de „doorgelaten” bundel in het minder dichte medium. Te dien einde brengt men op het reflexielichaam eerst een absorberend laagje aan dat voor de amplitude-aanpassing zorgt, vervolgens een interferentielaagje voor de faze-aanpassing, en hierop de absorberende stof die men wil onderzoeken. De aanpassing geldt dan echter slechts voor één golflengte [11].

[8] W. G. Spitzer en D. A. Kleinman, Phys. Rev. **121**, 1324-1335, 1961.

[9] De formules voor deze berekening vindt men in: K. Gottlieb en B. Schrader, Z. anal. Chemie **216**, 307-316, 1966.

[10] F. Berz, Brit. J. appl. Phys. **16**, 1733-1738, 1965.

[11] N. J. Harrick en A. F. Turner, J. Opt. Soc. Amer. **56**, 553-554, 1966.

Voor de absorptiemetingen in het infrarood kan men bij de spectroscopie met inwendige reflexie dezelfde technieken toepassen als bij conventionele metingen met doorgaande straling. Zo kan men met enkele en met dubbele bundel werken, en men kan ook differentiaaltechnieken toepassen (zie fig. 7). Een aardige proef

lichtintensiteit te moduleren: door gebruik van een op de modulatiefrequentie afgestemde versterker kan men dan alleen het signaal van de, al dan niet door absorptie verzwakte, lichtbundel meten, en men elimineert dus de achtergrond en allerlei storingen. Het moduleren doet men gewoonlijk door periodieke onderbreking van



Fig. 7. Opstelling voor het meten van de infraroodabsorptie van dunne laagjes met behulp van inwendige-reflexiespectroscopie volgens een differentiaaltechniek. De monochromatische bundel uit de monochromator *Mon* wordt door de sferische spiegel *M*₁ en de vlakke spiegels *M*₂, die de bundel in tweeën verdelen, op de intreevlakken van de twee reflexielichamen *IR*_{1,2} gefocuseerd. Bij de afgebeelde opstelling bestaan deze lichamen uit monokristallijn silicium; hun afmetingen zijn $0,3 \times 15 \times 60$ mm. Een van deze lichamen is met het te onderzoeken laagje bedekt, het andere is onbedekt. De uit ieder reflexielichaam tredende straling wordt door een elliptische spiegel *M*₃ op een bijbehorend thermokoppel *Th* gefocuseerd. Het verschil tussen de twee thermokrachten die de straling in de beide thermokoppels veroorzaakt wordt versterkt en geregistreerd.

om de grote gevoeligheid van de methode te demonstrenen is de volgende. Men stelt een van de twee reflexielichamen in de opstelling van fig. 7 aan methanoldamp bloot. De dunne, onzichtbare, laag van methanol, die dan door adsorptie van moleculen uit de damp ontstaat, veroorzaakt een absorptie door de OH-rektrilling, die de wijzer van het registreerinstrument reeds tot het eind van de schaal kan doen uitslaan, bij een redelijke signaal-ruisverhouding, nl. ca. 15.

De methode van de inwendige reflexie is bijzonder geschikt voor spectroscopie met zg. effectmodulatie. Heel algemeen is het bij absorptiemetingen nuttig de

de lichtbundel („chopping”). Een andere mogelijkheid — de effectmodulatie — bestaat daarin, een parameter periodiek te variëren waarvan de optische absorptie afhangt (als zo’n parameter bestaat; vaak kan een elektrisch veld als zodanig dienen). Aangezien hierbij de mate van absorptie zelf varieert (wat bij „chopping” natuurlijk niet het geval is), krijgt men een signaal dat rechtstreeks evenredig is met de te onderzoeken absorptie. Past men deze werkwijze bij inwendige-reflexiespectroscopie toe, dan kunnen geringe relatieve veranderingen van de absorptie enorm vergroot worden door met een groot aantal reflexies te werken. Het

signaal kan verder met een afgestemde versterker worden versterkt; bij golflengten waarbij geen moduleerbare absorptie optreedt is dan het uitgangssignaal nul. Zo krijgt men een grote gevoeligheidswinst ten opzichte van de gewone modulatie door periodieke onderbreking, want in het laatste geval houdt men steeds een sterk signaal, evenredig met de intensiteit op de detector, en een zwakke absorptie leidt slechts tot geringe relatieve variaties van deze intensiteit. Effectmodulatie kan men toepassen hetzij als men het verband tussen de absorptie en de modulerende parameter zelf (b.v. het elektrische veld) wil onderzoeken, hetzij als men b.v. de golflengteafhankelijkheid wil bepalen.

Zoals we hierboven hebben gezien, is een van de belangrijkste toepassingen van de spectroscopie met inwendige reflexie de meting van de infraroodabsorptie van dunne lagen en van stoffen waarvan niet gemakkelijk preparaten voor normale doorlatingsmetingen te maken zijn. Bij de lokalisering van de absorptiepieken in het spectrum kunnen echter kleine fouten ontstaan als men de dispersiekromme van de onderzochte stof niet kent, en dit zal zeer vaak het geval zijn. Ook als men de absorptie kwantitatief wil meten als functie van het aantal moleculen dat een oppervlaklaag vormt, of als functie van de laagdikte, moet men de brekingsindex kennen. Zulk een kwantitatieve meting is b.v. gewenst bij het onderzoek hoe de bedekking van een oppervlak of de groei van een laag verloopt. Voor deze gevallen kan men beter de methode van de ellipsometrie toepassen, die in het volgende hoofdstuk zal worden beschreven.

Ellipsometrie

Deze methode maakt gebruik van het feit dat de polarisatietoestand van het licht bij reflexie aan een oppervlak verandert. Ontbindt men de elektrische vector van de invallende lichtgolf in twee componenten, evenwijdig met en loodrecht op het invalsvlak, dan wordt de polarisatie toestand gekenmerkt door het fazeverschil en de amplitudeverhouding van deze twee componenten. Als men licht laat terugkaatsen door een oppervlak dat met een laag is bedekt, dan zal de polarisatietoestand o.a. worden beïnvloed door de dikte en de brekingsindex van deze laag. De invloed berust

daarop dat bij een laag met een dikte veel kleiner dan de coherentielengte herhaalde reflexies binnen de laag optreden, die aanleiding geven tot discrete fazeverschillen tussen de bundels die de laag een verschillend aantal malen hebben doorlopen (zie fig. 8). Hierdoor ontstaat in het algemeen een elliptische polarisatie van het licht — vandaar de naam ellipsometrie. We bespreken eerst in het kort de theoretische grondslagen van de methode.

De reflexie van licht aan een oppervlak bedekt met een dunne laag kan, evenals in het geval van een onbedekt oppervlak, worden beschreven door amplitude-reflexiecoëfficiënten R , die complexe getallen kunnen zijn en die in het algemeen verschillen voor de twee polarisatierichtingen evenwijdig met en loodrecht op het invalsvlak. De gereflecteerde amplitudes van de beide componenten zijn $E^{(r)} = RE^{(i)}$, waarbij $E^{(i)}$ de grootte van de respectieve component van de elektrische vector van de invallende golf is, die we hier eenvoudigheidshalve reëel onderstellen. Een complexe waarde R of $E^{(r)}$ drukt uit dat bij de reflexie een fazeverandering optreedt; deze wordt gegeven door het argument van R . In geval van een dunne laag met dikte d_1 en brekingsindex n_1 , die aan de beide grensvlakken de amplitude-reflexiecoëfficiënten (Fresnel-coëfficiënten) r_I en r_{II} heeft, luidt de formule voor de amplitudereflexiecoëfficiënt R :

$$R = \frac{r_I + r_{II} \exp\left(-\frac{4\pi j}{\lambda} n_1 d_1 \cos \varphi_1\right)}{1 + r_I r_{II} \exp\left(-\frac{4\pi j}{\lambda} n_1 d_1 \cos \varphi_1\right)} \quad (1)$$

Hierin is j de imaginaire eenheid, λ de golflengte van de straling in vacuüm en φ_1 de brekingshoek binnen de dunne laag (zie fig. 8). Vult men de waarden van de

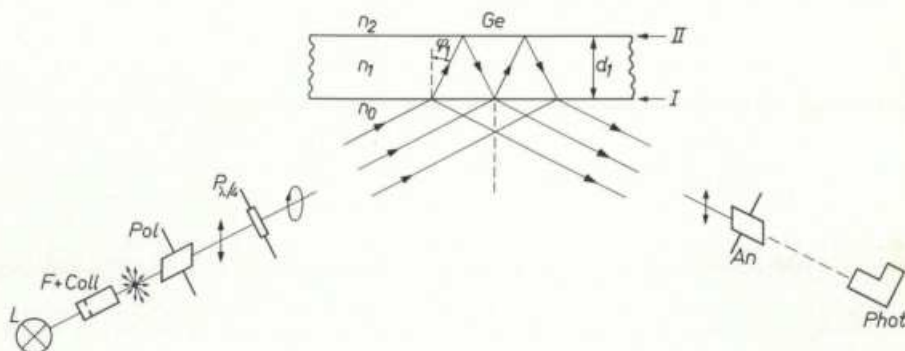


Fig. 8. Opstelling voor ellipsometrische metingen, in gebruik in het Philipslaboratorium te Eindhoven [12]. Een evenwijdige bundel lineair gepolariseerde monochromatische straling, verkregen uit een kwiklamp L met behulp van filters en een collimator ($F + Coll$), wordt door een polarisator Pol en een kwartgolflengteplaat $P_{\lambda/4}$ omgezet in elliptisch gepolariseerde straling. Door variatie van het azimut van de polarisator kan ieder gewenst fazeverschil tussen de loodrecht op en evenwijdig met het invalsvlak gerichte componenten van de lichtvector worden teweeggebracht. De polarisator dient zo te worden ingesteld dat het teweeggebrachte fazeverschil precies wordt gecompenseerd door het fazeverschil dat bij reflexie aan het germaniumpreparaat optreedt. Het gereflecteerde licht is dan weer lineair gepolariseerd, en de richting van het polarisatievlak wordt met behulp van een analysator An bepaald. Het door de analysator doorgelaten licht wordt met een fotomultiplier $Phot$ gedetecteerd.

Fresnel-coëfficiënten voor evenwijdige dan wel voor loodrechte polarisatie in, dan krijgt men R voor de desbetreffende component van de lichtvector. Ook als het omgevende medium, de dunne laag zelf en het substraat geen absorptie vertonen — hetgeen betekent dat de optische constante en de Fresnel-coëfficiënten reëel zijn —, zal R in het algemeen toch complex zijn en aanleiding geven tot een fazeverandering bij de reflexie. De uitdrukking voor de amplitudes van beide componenten na de reflexie luidt (zie ook fig. 9):

$$\left. \begin{aligned} E_{\perp}^{(r)} &= R_{\perp} E_{\perp}^{(i)} = R_{\perp} \exp(j\delta_{\perp}) E_{\perp}^{(i)} \\ E_{\parallel}^{(r)} &= R_{\parallel} E_{\parallel}^{(i)} = R_{\parallel} \exp(j\delta_{\parallel}) E_{\parallel}^{(i)} \end{aligned} \right\}, \quad (2)$$

waarbij we R door zijn absolute waarde en argument hebben uitgedrukt. Uit de verg. (2) ziet men dat er na de reflexie een fazeverschil Δ tussen de componenten van de elektrische vector aanwezig is:

$$\Delta = \delta_{\parallel} - \delta_{\perp}.$$

Dit betekent in het algemeen dat het licht elliptisch gepolariseerd is. Voor de absolute waarde van de componenten na reflexie geldt:

$$|E_{\perp}^{(r)}| = R_{\perp} E_{\perp}^{(i)} \quad \text{en} \quad |E_{\parallel}^{(r)}| = R_{\parallel} E_{\parallel}^{(i)}.$$

Het fazeverschil Δ en de verhouding van de absolute waarden $|E_{\parallel}^{(r)}|/|E_{\perp}^{(r)}|$, waaruit men direct $R_{\parallel}/R_{\perp}$ kan uitrekenen indien $E_{\parallel}^{(i)}/E_{\perp}^{(i)}$ bekend is, kan men meten. Deze twee gemeten grootheden kunnen dienen ter bepaling van twee onbekende parameters die in verg. (1) voorkomen, b.v. de dikte d_1 en de brekingsindex n_1 van de laag.

De meting van de polarisatietoestand kan men op de volgende wijze uitvoeren [12]. Een evenwijdige bundel monochromatisch licht wordt lineair gepolariseerd door een Glan-Thomson-prisma (zie fig. 8) en doorloopt dan een kwartgolfengteplaatje, waarvan de as met de grootste voortplantingssnelheid een hoek van 45° met het invalsvlak maakt. Hierbij krijgt men in het algemeen elliptisch gepolariseerd licht, dat men nu op het te onderzoeken object laat vallen. De fazeverschuiving Δ die bij de reflexie optreedt wordt bepaald door compensatie, nl. door het licht door een draaibare polarisator te sturen en deze zodanig in te stellen dat men na reflexie aan het preparaat weer lineair gepolariseerde straling heeft. Het criterium voor de compensatie is de zo volledig mogelijke uitdoving van de straling door een draaibare analysator. Is compensatie bereikt, dan is het fazeverschil dat de kwartgolfengteplaat tussen de evenwijdig en de loodrecht gepolariseerde component van de lichtvector van de invallende bundel teweegebracht even groot als en tegengesteld aan de fazeverschuiving die door de reflexie ontstaat. Het azimut γ van de herstelde lineaire polarisatie, dat voldoet aan de betrekking:

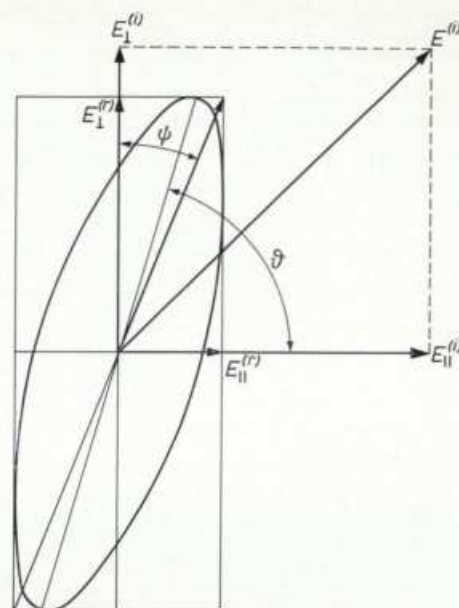


Fig. 9. Polarisatietoestand vóór en na reflexie aan een grensvlak met complexe reflexiecoëfficiënt. De lichtvector $E^{(i)}$ van de invallende lineair gepolariseerde golf bestaat uit twee componenten $E_{\parallel}^{(i)}$ en $E_{\perp}^{(i)}$, waarvan de grootte door de reflexie verandert in $E_{\parallel}^{(r)}$ en $E_{\perp}^{(r)}$. Aangezien bij de reflexie een fazeverschuiving tussen de beide componenten optreedt, zal het gereflecteerde licht elliptisch gepolariseerd zijn.

$$\tan(90^\circ - \gamma) = \frac{E_{\parallel}^{(r)}}{E_{\perp}^{(r)}} = \frac{R_{\parallel}}{R_{\perp}} \frac{E_{\parallel}^{(i)}}{E_{\perp}^{(i)}} = \tan \psi \frac{E_{\parallel}^{(i)}}{E_{\perp}^{(i)}}, \quad (3)$$

wordt dan bepaald door de stand die men aan de analysator voor uitdoving moet geven. Het voor de berekening nodige quotiënt $E_{\parallel}^{(i)}/E_{\perp}^{(i)}$ is eenvoudig de tangens van het azimut van de polarisator. Als detector bij deze meetprocedure dient een fotomultipliator.

Een andere experimentele opstelling, die in het Philipslaboratorium te Hamburg in gebruik is voor het onderzoek van de reacties van elektrodes in elektrolyten [13], is in fig. 10 weergegeven. Een monochromatische bundel lineair gepolariseerd licht valt op het te onderzoeken oppervlak. In fig. 10 is dit het oppervlak van een elektrode dat zich in contact bevindt met een elektrolyt; de elektrolytcel is voor deze opstelling van vensters voorzien. Met behulp van een tegenelektrode kan een elektrochemische polarisatie teweege worden gebracht. Na reflexie zal het licht door een fazeverschuiving in het algemeen elliptisch gepolariseerd zijn. De fazeverschuiving kan worden opgeheven door een Soleil-Babinet-compensator, die bestaat uit twee kwartswiggen en een kwartsplaat, met een bepaalde oriëntatie van de optische assen als aangeduid in fig. 10. Door een precisie-aandrijving kan de grote wig worden verplaatst; deze vormt derhalve samen met de kleinere,

[12] G. A. Bootsma en F. Meyer, Surface Sci. 7, 250-254, 1967 (no. 2).

[13] K. H. Beckmann, Ber. Bunsenges. phys. Chemie 70, 842-849, 1966.

evenzo georiënteerde, wig een dubbelbrekende plaat van instelbare dikte, waarmee ieder gewenst fazeverschil tussen de twee componenten tot stand kan worden gebracht. Op deze wijze kan het elliptisch gepolariseerd licht dat op de compensator valt weer in lineair gepolariseerd licht worden omgezet. Daar de compensator geijkt is, kan de bij de reflexie ontstane fazeverschuiving Δ op deze wijze worden bepaald. In deze opstelling worden de metingen uitgevoerd met behulp van een elliptisch halfschaduwplaatje vóór de analysator. Waarneming van de halfschaduw door een kijker levert een scherp criterium of deze al dan niet door lineair gepolariseerde straling wordt verlicht. Ten slotte wordt het azimut (zie fig. 8) van het polarisatievlak van dit lineair gepolariseerde licht, dat uit de compensator komt, bepaald met een Lippich-halfschaduw voor de analysator.

Bij deze methode kan de polarisator op een vast azimut van 45° worden ingesteld, zodat altijd geldt (zie fig. 9):

$$E_{||}^{(1)} = E_{\perp}^{(1)}.$$

Na compensatie van het fazeverschil heeft dan de herstellende lineaire polarisatie volgens verg. (3) eenvoudig een azimut van $90^\circ - \psi$.

Onderzoekingen in het Philipslaboratorium te Eindhoven hebben aangetoond ^[12] dat in de daar gebruikte opstelling volgens fig. 9, bij gebruik van een fotomultipliator als detector, de fazeverschuiving gemeten kan worden met een nauwkeurigheid van $\pm 0,02^\circ$, en het azimut met een nauwkeurigheid van $0,01^\circ$. Voor onderzoekingen in het Philipslaboratorium te Hamburg ^[13] hebben we de in fig. 10 geschetste *visuele*

methode toegepast, omdat bij de hier onderzochte processen vaak inhomogene lagen ontstonden. Bij waarneming van de halfschaduw, die wordt verlicht door een evenwijdige, aan het te onderzoeken oppervlak gereflecteerde, lichtbundel, kan men een inhomogeniteit onderkennen en in zo'n geval de meting tot een bepaald gedeelte van het oppervlak beperken. Bij deze visuele methode bedraagt de nauwkeurigheid $\pm 0,3^\circ$ voor het fazeverschil en $\pm 0,05^\circ$ voor het azimut.

Uit de verg. (3), (2) en (1) volgt dat de gemeten grootheden Δ en ψ afhangen van de amplitudereflectiecoëfficiënten $R_{||}$ en $R_{\perp}$ in verg. (1); deze op hun beurt hangen af van de optische constanten van het substraat, de dunne laag zelf en het omgevende medium. Bij deze onderzoekingen van dunne lagen zijn gewoonlijk de optische constanten van het substraat en van het omgevende medium bekend, zodat uit één meting van ψ en Δ twee onbekende grootheden, b.v. de dikte en de brekingsindex van de dunne laag, kunnen worden bepaald. De uitvoering hiervan is echter nog niet zo gemakkelijk, aangezien het niet mogelijk is Δ en ψ in de vergelijking

$$R_{||}/R_{\perp} = \exp(j\Delta) \operatorname{tg} \psi \quad \dots \quad (4)$$

in te vullen en deze vergelijking met behulp van verg. (1) naar n_1 en d_1 op te lossen. Men moet hier zo te werk gaan dat men de waarden van Δ en ψ voor gegeven optische constanten met een rekenmachine berekent. Men vindt dan dat bij gegeven optische constante van het substraat en van het omgevende medium en bij een vaste invalshoek de grootheden n_1 en d_1 in een groot gebied éénduidige functies van de gemeten grootheden Δ en ψ zijn. In fig. 11 ziet men dit voor $1 < n_1 < 4$. Vertoont de laag absorptie, dan moet een derde grootte, de absorptiecoëfficiënt, worden bepaald, maar dit is alleen mogelijk door middel van een bijkomende meting (b.v. een onafhankelijke meting van de dikte), of door metingen van Δ en ψ tijdens het groeien van de laag, waarna men de gemeten kromme met de berekende krommen vergelijkt.

Moet men zeer dunne lagen onderzoeken ($d_1 \leq \text{ca. } 10 \text{ nm}$), dan kan men voor het verband tussen Δ en ψ

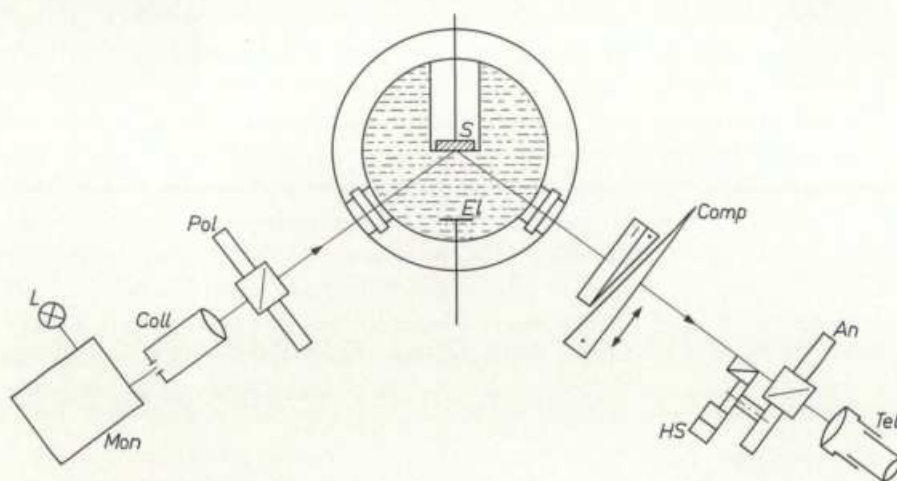


Fig. 10. Opstelling voor het meten van de polarisatietoestand van licht dat aan het oppervlak S van een elektrode is gereflecteerd ^[13]. In dit geval laten wij een evenwijdige bundel lineair gepolariseerd monochromatisch licht op het preparaat vallen. Na reflexie zal het licht in het algemeen elliptisch gepolariseerd zijn. Het gereflecteerde licht wordt weer in lineair gepolariseerd licht omgezet met behulp van een compensator $Comp$. Het azimut van deze herstellende lineaire polarisatie wordt dan met een analysator An bepaald. L lichtbron. Mon monochromator. $Coll$ collimator. Pol polarisator. HS halfschaduwplaatje. Tel kijker voor visuele controle van de compensatie en de uitdoving. El tegenelektrode, waarmee experimenten betreffende de groei van laagjes op het preparaat S worden gedaan.

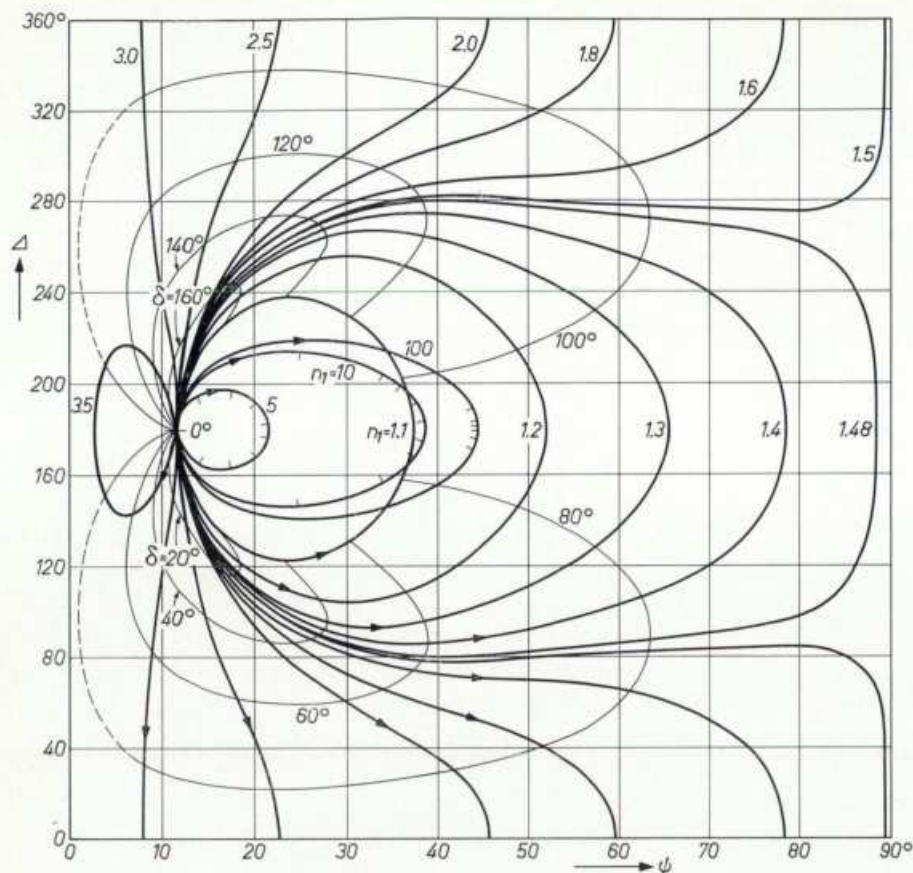


Fig. 11. Met een rekenmachine berekend verband tussen Δ en ψ voor dunne laagjes van verschillende brekingsindex (n_1) op silicium. De invalshoek φ_0 is 70° , de golflengte λ van de straling 546 nanometer (in vacuüm). De pijlen wijzen in de richting van toenemende laagdikte d_1 . De langs iedere kromme variërende parameter δ is de extra onderlinge faseverschuiving (in graden) die de beide componenten $E_{||}$ en $E_{\perp}$ ondergaan als zij de dunne laag éénmaal doorlopen: $\delta = (360/\lambda)d_1(n_1^2 - \sin^2 \varphi_0)$. Duidelijkheidshalve zijn ook lijnen $\delta = \text{constant}$ getekend (dun getrokken). Uit de grafiek blijkt dat het verband tussen Δ en ψ geheel periodiek is, aangezien de kromme zich voor $\delta > 180^\circ$ exact herhaalt. (Naar R. J. Archer^[14].)

enerzijds en n_1 en d_1 anderzijds benaderingsformules toepassen. Bij deze benadering wordt voor de veranderingen die Δ en ψ ten gevolge van de bedekking met de dunne laag ondergaan een lineair verband met d_1 aangenomen; de hellingen α en β van de respectieve lineaire functies hangen o.a. af van de brekingsindex n_1 van de laag:

$$\delta\Delta = \alpha d_1, \quad \delta\psi = -\beta d_1.$$

Met de in fig. 11 gebruikte parameterwaarden krijgen wij:

$$\alpha = 3^\circ/\text{nm} \quad \text{en} \quad \beta = 0,03^\circ/\text{nm}, \quad \text{voor } n_1 = 1,55.$$

Soortgelijke benaderingsformules zijn opgesteld voor zwak absorberende lagen, waarbij de helling wordt bepaald door n_1 en ook door de absorptieconstante k_1 . Bekijken we fig. 11, waarin het verband tussen Δ en ψ aan de ene kant en n_1 en d_1 aan de andere kant is weergegeven voor gegeven condities (d.i. voor een gegeven stel waarden van de andere parameters), dan zien we dat onder die condities bij zeer dunne lagen (met

$\delta < 10^\circ$; voor de definitie van δ , zie het onderschrift van fig. 11) het faseverschil Δ een tot twee ordes van grootte sterker met d_1 varieert dan het azimut ψ . Men vindt derhalve in dit geval bij toenemende d_1 nauwelijks een variatie van ψ . Aangezien echter binnen zekere grenzen het verloop van Δ met d_1 vrijwel niet van n_1 afhangt, kan men de dikte van zeer dunne lagen bepalen door alleen maar de verandering van Δ te meten.

Uit de meetfout, d.i. tevens de kleinste meetbare waarde van de hoeken, kan men de orde van grootte van de kleinste laagdikte berekenen die volgens deze methode kan worden bepaald. Men vindt hiervoor 0,01 nm. Nu is het bekend dat zelfs een monoatomaire laag een dikte heeft van 0,2-0,3 nm (2-3 Å). Wat kan dan een „laagdikte” van 0,01 nm betekenen?

Een goede interpretatie voor een dergelijke submonoatomaire laag berust op de voorstelling van een tweedimensionale verdeling van oscillators^[15]. In het kader van dit model is het een redelijke aanname^[16] dat een onvolledige, maar homogene monoatomaire laag, waarbij slechts een fractie Θ van de mogelijke plaatsen door geadsorbeerde moleculen wordt ingenomen, zich optisch zo gedraagt als een continue laag ter dikte Θd_m , waarbij d_m de dikte van een monolaag met de dichtst mogelijke pakking is. Dit betekent dat er een lineair verband tussen Θ en de verandering van Δ kan worden aangenomen. Hieruit blijkt dat men ook in het geval van lage bedekkingsgraden de adsorptie ellipsometrisch kan bepalen.

Toepassingen van de beschreven methodes

Toepassingen van de spectroscopie met inwendige reflexie

De spectroscopie met inwendige reflexie is in het Philipslaboratorium te Hamburg toegepast voor het onderzoek van chemische reacties tussen halfgeleiders en elektrolyten. Er bestaat een groot aantal etsmidde-

len waarbij de produkten die door aantasting van een halfgeleider ontstaan zich als een laagje op het oppervlak van de halfgeleider afzetten, daar zij slecht in het etsmiddel oplosbaar zijn. Bij onze experimenten gebruikten we reflexielichamen die zelf vervaardigd waren van het te onderzoeken halfgeleidende materiaal; op de oppervlakken van deze reflexielichamen lieten we de chemische reacties zich afspelen.

In fig. 12 ziet men twee spectra van een dergelijk laagje van reactieprodukten, opgenomen met verschillende technieken aan hetzelfde lichaam. Kromme *a* werd verkregen door normale transmissie van licht door het op beide zijden van het lichaam gevormde laagje, kromme *b* door inwendige-reflexiespectroscopie met 50 reflexies. Het laagje bestond uit een verbinding die germaniumoxide en -hydride bevatte, en die op het monokristallijne reflexielichaam van germanium was gevormd door dit in een etsbad te dompelen van 1 deel geconcentreerde H_2O_2 -oplossing en 10 delen geconcentreerde HF -oplossing^[17]. Met de transmissietechniek vindt men slechts twee flauwe absorptiebanden bij 825 en 690 cm^{-1} , terwijl met de inwendige-reflexiespectroscopie een groter aantal absorptiebanden zichtbaar worden. Wat de spectrale ligging van de absorptiepieken bij 825 en 690 cm^{-1} betreft, vonden we geen aanwijsbaar verschil tussen de beide methodes. Fig. 13 geeft de mate van absorptie van laagjes, ontstaan door thermische oxidatie; de krommen gelden voor verschillende laagdikten en zijn opgenomen met verschillende aantallen reflexies. Het te onderzoeken laagje bestond hier uit germaniumdioxide, dat was ontstaan door verhitting van het reflexielichaam van germanium in lucht. De waargenomen absorptie is toe te schrijven aan de GeO -rektrilling; er is een correctie aangebracht voor de absorptie door ingebouwde zuurstof. Uit de resultaten blijkt dat in dit geval de absorptie van een laagje van slechts enkele moleculen dikte reeds meetbaar is. Door extrapolatie van dit resultaat kunnen we vaststellen dat bij de hier gegeven absorptie per oscillator zelfs het absorptiespectrum van een monoatomaire laag nog kan worden gemeten, mits men een groter aantal reflexies toepast, b.v. 200.

We behandelen vervolgens een voorbeeld van de effectmodulatie, nl. de infraroodabsorptie van de vrije ladingdragers in halfgeleiders. Men heeft aange-toond^[18] dat de dichtheid van de vrije elektronen en gaten aan het oppervlak van een halfgeleider in contact met een elektrolyt kan worden gevarieerd door variatie van het potentiaalverschil tussen de halfgeleider en een tegenelektrode, dus door aanleggen van een spanning tussen de beide elektrodes. Nu weet men dat elektronen en gaten een karakteristiek, voor de beide soorten ladingdragers verschillend, absorptiespectrum in het infrarood hebben. Belichten we een halfgeleider, die als

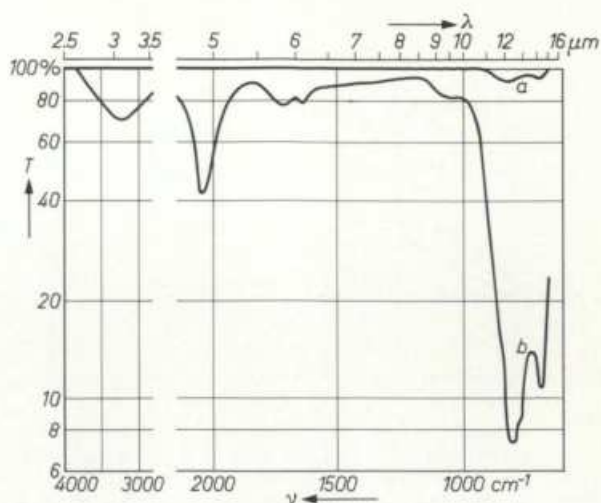


Fig. 12. Spectrale doorlating T van een laagje bestaande uit germaniumdioxide en germaniumhydride op een monokristal van germanium.

a) Opgenomen met een enkele doorgang van de straling.
b) Opgenomen met inwendige-reflexiespectroscopie, bij 50 reflexies.

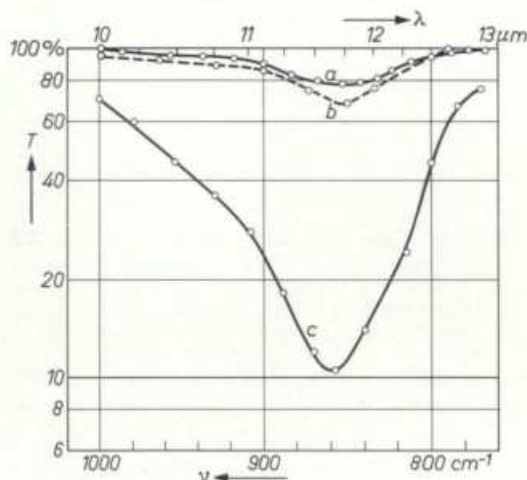


Fig. 13. Spectrale doorlating T van langs thermische weg verkregen laagjes germaniumdioxide op germanium, opgenomen onder verschillende meetomstandigheden. Het dal in het spectrum is de absorptieband ten gevolge van de GeO -rektrilling.

a) Laagdikte 1,5 nm, 50 reflexies.
b) Laagdikte 1,5 nm, 100 reflexies.
c) Laagdikte 30 nm, 50 reflexies.

reflexielichaam fungeert en in een elektrolyt is gedompeld, met constante (ononderbroken) straling en variëren we de potentiaal van deze elektrode door er een wisselspanning op te zetten, dan zal de dichtheid van de ladingdragers in het ruimteladingsgebied van de halfgeleider met dezelfde frequentie variëren. Dit heeft een fazegetrouwe variatie van de infraroodabsorptie tot

[14] R. J. Archer, J. Opt. Soc. Amer. **52**, 970-977, 1962.

[15] C. Strachan, Proc. Cambr. Phil. Soc. **29**, 116-130, 1933.

D. V. Sivukhin, Sov. Phys. JETP **3**, 269-274, 1956/57.

[16] R. J. Archer en G. W. Gobeli, J. Phys. Chem. Solids **26**, 343-351, 1965.

[17] K. H. Beckmann, Surface Sci. **5**, 187-196, 1966.

[18] H. U. Harten, R. Memming en G. Schwandt, Philips techn. T. **26**, 294-302, 1964/65.

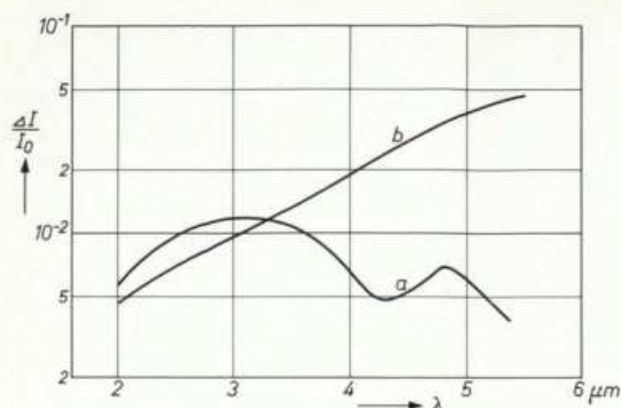


Fig. 14. Infrarood-absorptiespectrum van vrije ladingdragers. (I_0 invallende intensiteit, ΔI gemeten verzwakking.) De beide spectra zijn opgenomen met inwendige-reflexiespectroscopie door modulatie van resp. (a) de gaten- en (b) de elektronendichtheid in het ruimteladingsgebied van intrinsiek germanium dat in aanraking is met een elektrolyt.

gevolg, en dus een wisselende intensiteit van het doorgelaten licht. Alleen dit wisselende gedeelte van het signaal wordt nu versterkt en geregistreerd. Op deze wijze hebben we het absorptiespectrum van de gaten in germanium opgenomen; hierbij was een positieve voorspanning op de halfgeleider gezet, waardoor de energiebanden een kromming omhoog krijgen. Het spectrum is weergegeven in fig. 14, kromme a. Kromme b geeft het absorptiespectrum van de elektronen, dat op analoge wijze verkregen is door een negatieve voorspanning aan te leggen, waarbij de banden naar beneden worden gekromd. In beide gevallen werd op de voorspanning een kleine wisselspanning gesuperponeerd ter modulatie van de ladingdragersdichtheid. Behalve een aanzienlijk grotere gevoeligheid levert de effectmodulatie in dit geval de mogelijkheid de absorptie van de beide soorten ladingdragers afzonderlijk te meten, terwijl anders twee verschillende preparaten, een van type N en een van type P, hiervoor nodig waren geweest. Aangezien het absorberend vermogen per ladingdrager, de zg. absorptiedoorsnede, bekend is, konden we uit fig. 14 afleiden dat de wisselspanning een variatie van de gatendichtheid van $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ te weegbracht (kromme a), en een variatie van de elektronendichtheid van $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (kromme b). Anderzijds kon uit de grootte van de aangelegde spanningen de sterkte van de bandkromming worden afgeleid. De verandering van de ladingdragersdichtheid die hiermee gepaard gaat kan men berekenen, en de gevonden waarden bleken redelijk goed te kloppen met de waarden, bepaald uit de optische absorptiemetingen.

Toepassingen van de ellipsometrie

In het Philipslaboratorium te Eindhoven is de fysische adsorptie van edelgassen en andere stoffen aan het oppervlak van monokristallijn silicium en germa-

nium ellipsometrisch onderzocht [19]. Het aantal geadsorbeerde atomen (in de evenwichtstoestand) werd volumetrisch met een poeder van dezelfde materialen bepaald. Om vergelijkbare omstandigheden te waarborgen, werd het oppervlak voor de ellipsometrische metingen geprepareerd door splijting van een monokristal in lucht, en het poeder voor de volumetrische bepaling door fijnstampen van monokristallijn materiaal eveneens in lucht. Hierna werden de bedekkingsgraad en de hoeveelheid geadsorbeerd gas gelijktijdig in dezelfde cel bij de temperatuur van vloeibare stikstof of zuurstof gemeten. De metingen werden uitgevoerd in de evenwichtstoestand, bij drukken tussen 10^{-4} en 10^{-1} torr. Fig. 15 geeft de resultaten voor een representatief geval, de adsorptie van krypton aan germanium. De verandering $\delta\Delta$ van de faseverschuiving blijkt binnen de meetfouten een lineaire functie te zijn van de bedekkingsgraad Θ die volumetrisch werd gevonden. Dit klopt met hetgeen in het kader van het tweedimensionale model voor de sub-monoatomaire lagen werd aangenomen. Uit de hellingen van de lijnen kan men informatie over de polariseerbaarheid van de geadsorbeerde atomen afleiden.

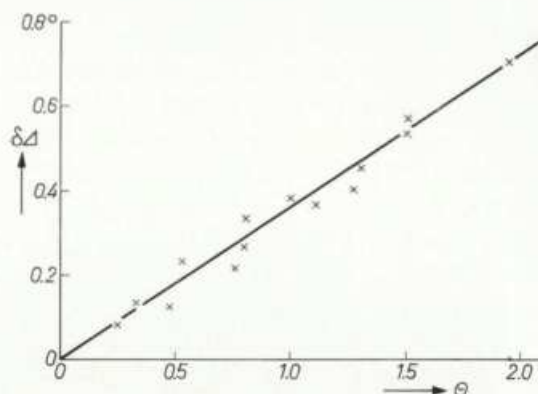


Fig. 15. Verandering $\delta\Delta$ van de faseverschuiving als functie van de bedekkingsgraad Θ (in monolagen) bij adsorptie van krypton op germanium bij de temperatuur van vloeibare stikstof, volgens onderzoeken in het Philipslaboratorium te Eindhoven [19]. Alle metingen werden onder evenwichtscondities verricht, door variatie van de gasdruk in de cel waarin zich het germaniumpreparaat bevond.

Een toepassing van de ellipsometrie bij elektrochemische onderzoeken aan halfgeleideroppervlakken, uitgevoerd in het Philipslaboratorium te Hamburg [13], wordt geïllustreerd door fig. 16. Er was gevonden dat bij anodische polarisatie van elektrodes van germanium van type P in alkalische oplossingen binnen een zeker potentiaalgebied een laag op deze elektrodes groeit. Door ellipsometrische metingen kon deze groei worden gevolgd. De gedurende de groei van de laag gemeten waarden van Δ en ψ zijn in fig. 16 uitgezet (getrokken

[19] G. A. Bootsma en F. Meyer, verschijnt binnenkort in Surface Science.

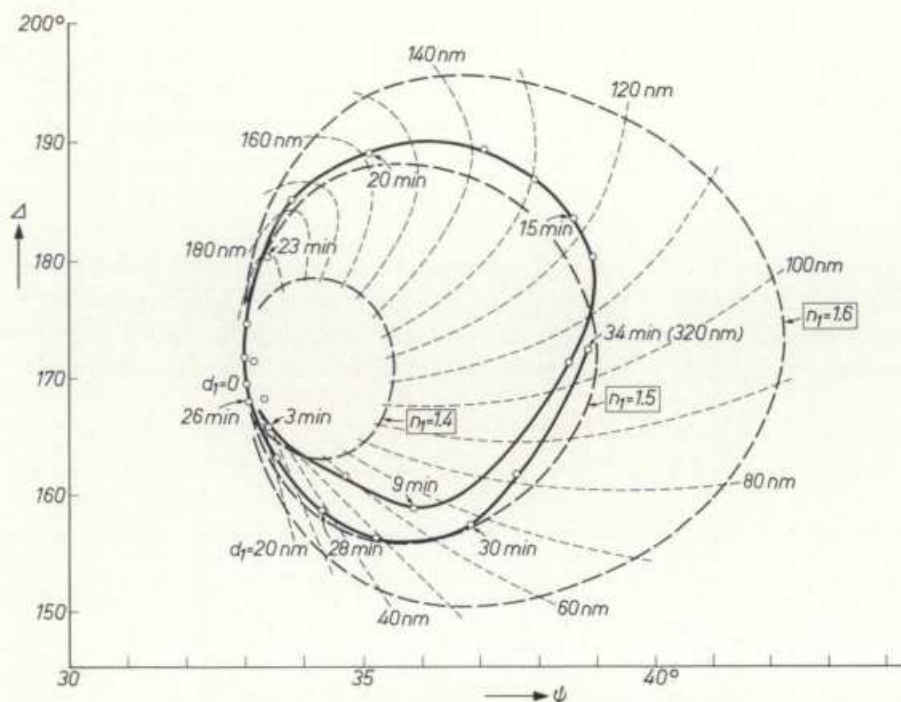


Fig. 16. Op dezelfde wijze als in fig. 11 is hier uitgezet de verandering in de polarisatietoestand van het gereflecteerde licht tijdens de groei van een oppervlaklaag van zuur kaliumgermanaat op een elektrode van germanium van type P, die anodisch werd gepolariseerd in een waterige oplossing van kaliumhydroxide en een geleidend zout^[13]. Getrokken lijn: gemeten waarden; na 10 minuten, bij een dikte van 210 nm, bereikt de kromme zijn beginpunt en herhaalt zich dan, waarbij alle dikte waarden met 210 nm vergroot zijn. Dik gestreepte lijnen: berekend verband tussen Δ en ψ voor een gegeven brekingsindex; alleen reële waarden van n_1 zijn in aanmerking genomen. Dun gestreepte lijnen: krommen voor constante laagdikte. Invalshoek 50° , golflengte van het licht 565 nm.

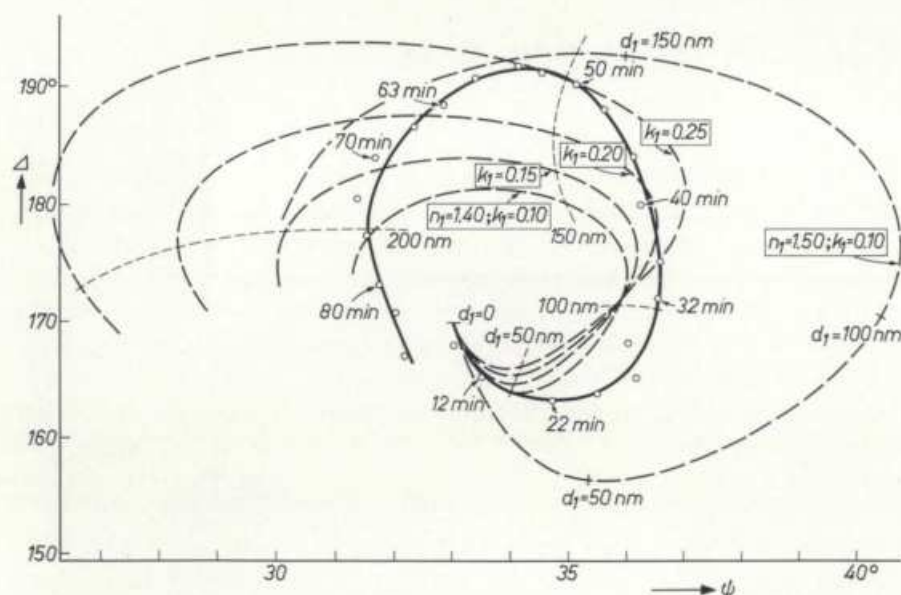


Fig. 17. Hetzelfde experiment als in fig. 16, maar nu uitgevoerd bij de groei van een laag in een waterige oplossing van cesiumhydroxide en een geleidend zout. Getrokken lijn: gemeten waarden. Dik gestreepte lijnen: berekend verband tussen Δ en ψ bij gegeven brekingsindex; daar we nu met een absorberend medium te maken hebben, moeten complexe waarden $n_1 + jk_1$ in aanmerking worden genomen. Weergegeven zijn krommen voor $n_1 = 1,40$ met verschillende waarden k_1 , en voor $n_1 = 1,50$, $k_1 = 0,10$. Dun gestreepte lijnen: krommen voor constante laagdikte.

lijn). Elk van de dikke gestreepte lijnen geeft aan, hoe Δ en ψ met de dikte van de laag variëren bij één bepaalde waarde van de brekingsindex n_1 van de laag; deze lijnen zijn met een rekenmachine berekend. Aangezien het germaniumsubstraat het licht in zekere mate absorbeert, is de waarde van Δ bij afwezigheid van het laagje ($d_1 = 0$) niet gelijk aan 180° . In de figuur zijn ook lijnen voor constante laagdikte getekend (dun gestreept). Uit de getrokken kromme leidt men af dat het gevonden gedrag van de laag gedurende de eerste tien minuten kan worden beschreven met een aanvankelijke brekingsindex van $n_1 = 1,40$ die vervolgens met toenemende laagdikte toeneemt. Deze toename is misschien te verklaren met veranderingen in de samenstelling van de laag of in de structuur hiervan (porositeit). Vanaf een dikte van 70 nm, die na tien minuten is bereikt, draagt de waarde van de brekingsindex $n_1 = 1,50 \pm 0,01$. Bij een dikte van 210 nm komt de kromme in het beginpunt terug en gaat dan weer op ongeveer dezelfde wijze verder. Bij een dikte van 320 nm hebben we de metingen afgebroken, aangezien de laag daarna te inhomogeen werd.

Afgezien van de kinetische gegevens die de kromme verschaft, kan uit het feit dat de gevonden kromme tot zijn beginpunt terugkeert worden geconcludeerd dat de laag niet absorbeert. Uit de waarde van de brekingsindex die uit de metingen volgt, kan echter niet de

chemische samenstelling van de laag worden bepaald, aangezien deze constante niet voldoende specifiek is. Toch is deze waarde voor een vergelijkend onderzoek wel nuttig, zoals men ziet bij vergelijking van fig. 16 en fig. 17. In laatstgenoemde figuur is als functie van ψ uitgezet de fazeverschuiving Δ die gemeten werd bij anodische polarisatie van cesiumhydroxide in waterige oplossing (getrokken lijn); de gevonden kromme keert niet tot zijn begin terug, maar hij lijkt op de krommen die men berekent bij complexe brekingsindex van de laag (dik gestreepte lijnen). De complexe brekingsindex

bij deze berekeningen was $n_1 = n_1 - jk_1$, waarbij n_1 het reële gedeelte en k_1 de absorptieconstante is. Uit de verschillende in fig. 16 en 17 weergegeven resultaten kan worden afgeleid dat de in de elektrolyt aanwezige alkaliatomen tot op zekere hoogte het chemische karakter van de ontstane lagen bepalen. Door metingen van de infraroodabsorptie met behulp van inwendige-reflexiespectroscopie kon worden aangetoond dat de lagen uit zuur alkaligermanaat bestonden, waarvan de brekingsindex in het zichtbare spectrale gebied afhangt van het soort alkali dat in deze verbinding aanwezig is.

Samenvatting. Door meting van de infraroodabsorptie met behulp van de methode van spectroscopie met inwendige reflexie kan de chemische samenstelling van dunne laagjes met dikten tot minder dan 1 nanometer worden bepaald. Ook elektronenprocessen aan het oppervlak van vaste stoffen kan men met deze methode onderzoeken, zoals b.v. concentratieveranderingen in het ruimteladingsgebied van halfgeleiders. De ellipsometrische bepaling van laagdikten is een zeer gevoelige methode, waarmee gemakkelijk lagen ter dikte van enige atomen kunnen worden

gemeten; de methode is zelfs nog bruikbaar voor sub-mono-atomaire lagen, bestaande uit een tweedimensionale verdeling van atomen of moleculen waarbij slechts sommige van de mogelijke plaatsen bezet zijn. De ellipsometrie is derhalve een waardevol hulpmiddel voor het onderzoek van adsorptieprocessen en van de groei van lagen ten gevolge van chemische reacties tussen vaste stoffen en elektrolyten of gassen. Verschillende uitvoeringsvormen van de beide genoemde methodes en een aantal toepassingen worden in dit artikel besproken.

Het matteren van glas

Glazen ballons van gloeilampen worden soms gematteerd om het lichtgevend oppervlak te vergroten en daarmee de luminantie te verlagen. Het matteren vindt plaats in twee bewerkingen.

Voor de eerste bewerking wordt een zg. matteerpap gebruikt. Deze pap, die bestaat uit een verzadigde oplossing van $\text{NH}_4\text{F} \cdot \text{HF}$ in 30% HF , met daarin nog gesuspenderd $\text{NH}_4\text{F} \cdot \text{HF}$, wordt bij een temperatuur van 40 °C gedurende enkele seconden tegen de glaswand gespoten. Bij de reactie van de pap met het glas (het etsen) ontstaat o.a. $(\text{NH}_4)_2\text{SiF}_6$ (ammoniumsilicofluoride), dat in dit milieu moeilijk oplosbaar is en uitkristalliseert op het glas. Op een plaats die aldus door een kristal is bedekt, wordt de glaswand min of meer afgeschermd, het aangrenzende glas wordt verder geëtsd en nieuw $(\text{NH}_4)_2\text{SiF}_6$ gevormd dat het reeds bestaande kristal doet aangroeien. Na enige seconden raken de groeiende kristallen elkaar, maar de aansluiting is zo slecht dat de etsing langs de grenslijnen door-

gaat en er diepe, scherpe groeven ontstaan. Schematisch ziet de doorsnede van een ballon na de eerste bewerking er uit als in fig. 1. De neergeslagen laag $(\text{NH}_4)_2\text{SiF}_6$ is gearceerd getekend.

Bij de diepe groeven zou bij mechanische belasting gemakkelijk een scheur kunnen ontstaan. De breuksterkte van de ballon in deze toestand is dan ook zeer gering. Dit wordt verholpen door de tweede bewerking,

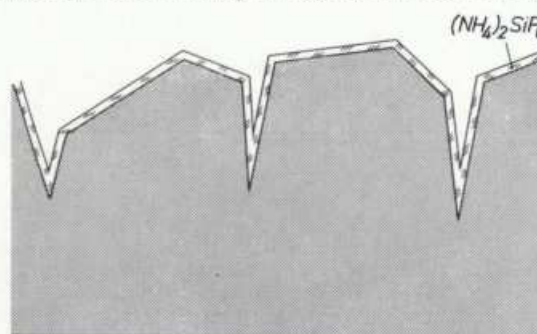


Fig. 1

die een afronding van de groeven teweegbrengt. Bij deze bewerking wordt de ballonwand gespoeld met 10-15% HF bij 80 °C. Daarbij lost de laag $(\text{NH}_4)_2\text{SiF}_6$ op en wordt het glas aangetast. Ook nu wordt de aantasting bepaald door de mate van afscherming door de silicofluoridekristallen. In de groeven, waar tijdens de vorige bewerking de reactie het langst doorging, begint het tweede proces het eerst en van daar uit breidt de aantasting zich min of meer bolvormig uit, totdat na enkele seconden alle kristallen zijn opgelost. In fig. 2 wordt dit schematisch aangeduid. De genummerde lijnen (1 t/m 4) geven de begrenzing van het glasoppervlak aan in diverse stadia van de behandeling met HF. Er vindt een afronding van de groeven plaats, waardoor het glas mechanisch veel sterker wordt.

Het leek interessant om het verloop van het matteerproces te kunnen volgen ten einde in staat te zijn de soms bij het matteren optredende onregelmatigheden te onderzoeken. Een inzicht in dit verloop verkrijgt men door op bepaalde momenten het proces te onderbreken en dan foto's van het glasoppervlak te maken met de elektronenmicroscop. Hiervoor is het echter nodig de normaal snel verlopende processen te vertragen.

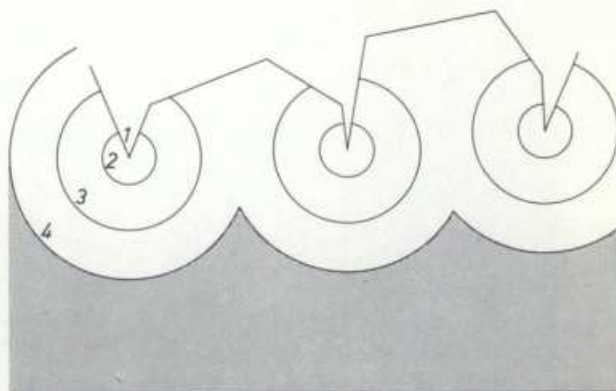


Fig. 2

Tracht men de eerste bewerking te vertragen door concentraties en temperatuur te wijzigen, dan wordt de structuur van het oppervlak geheel verschillend van die na het normale proces. Daardoor was het niet mogelijk tussenstadia hiervan te verkrijgen door onderbreking van het procédé. Alleen de eindfase staat ter beschikking. Een foto hiervan (waarbij de ammoniumsilicofluoridekristallen waren verwijderd, daar het ons voornamelijk om de toestand van het glasoppervlak ging) ziet men in fig. 3. De scherpe groeven, die beantwoorden aan lijn 1 in fig. 2, zijn duidelijk zichtbaar.

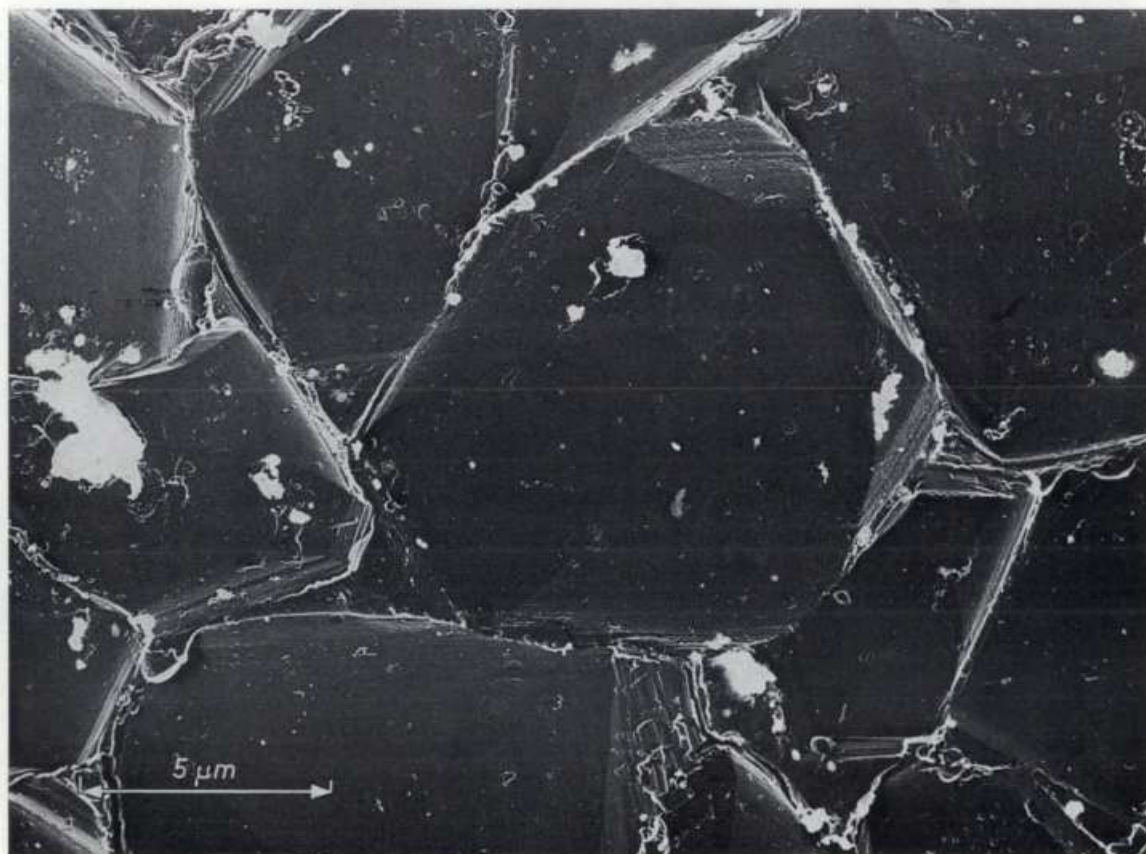


Fig. 3

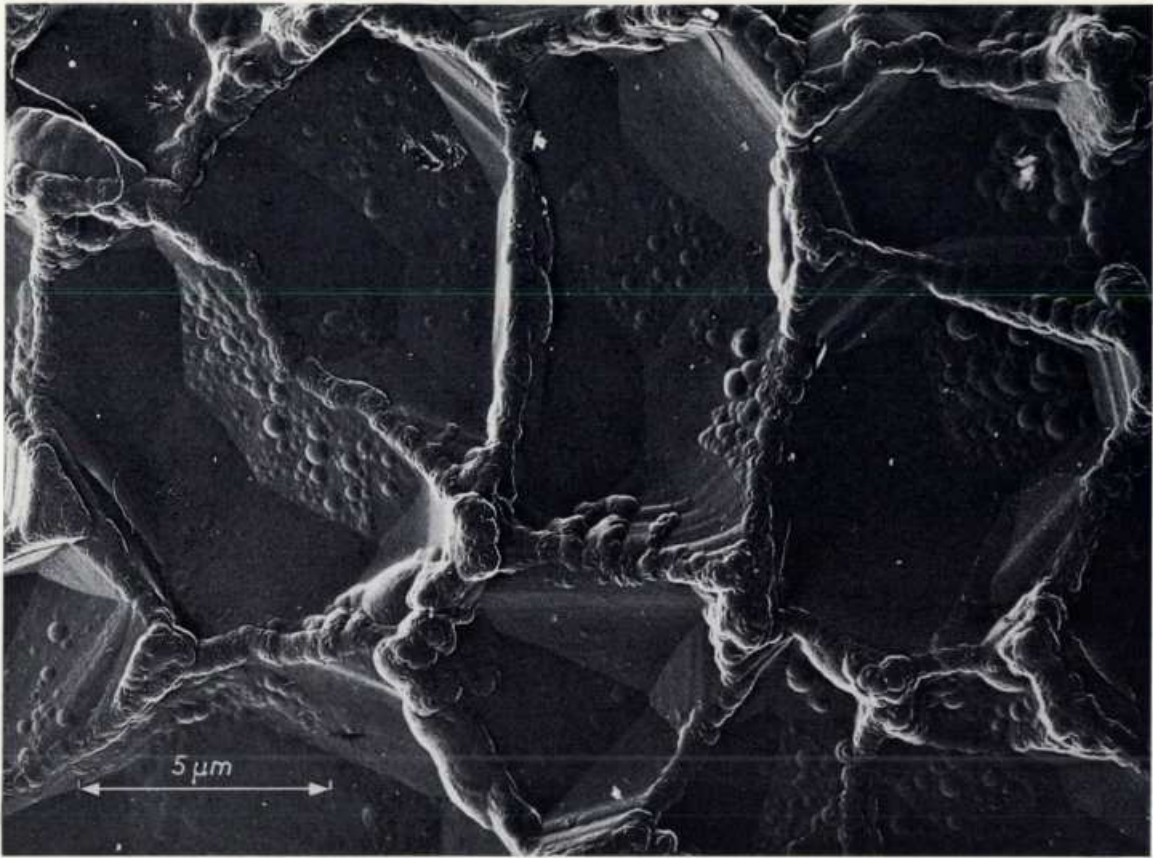


Fig. 4a

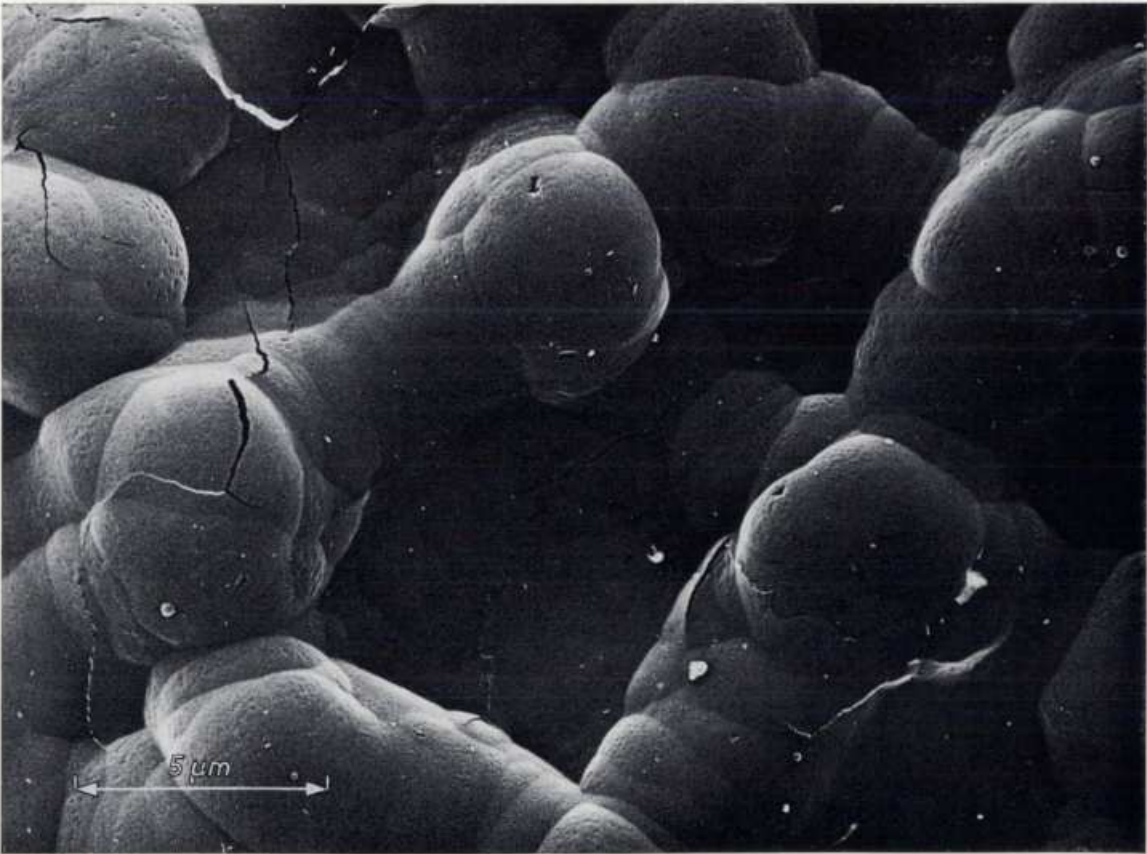


Fig. 4b

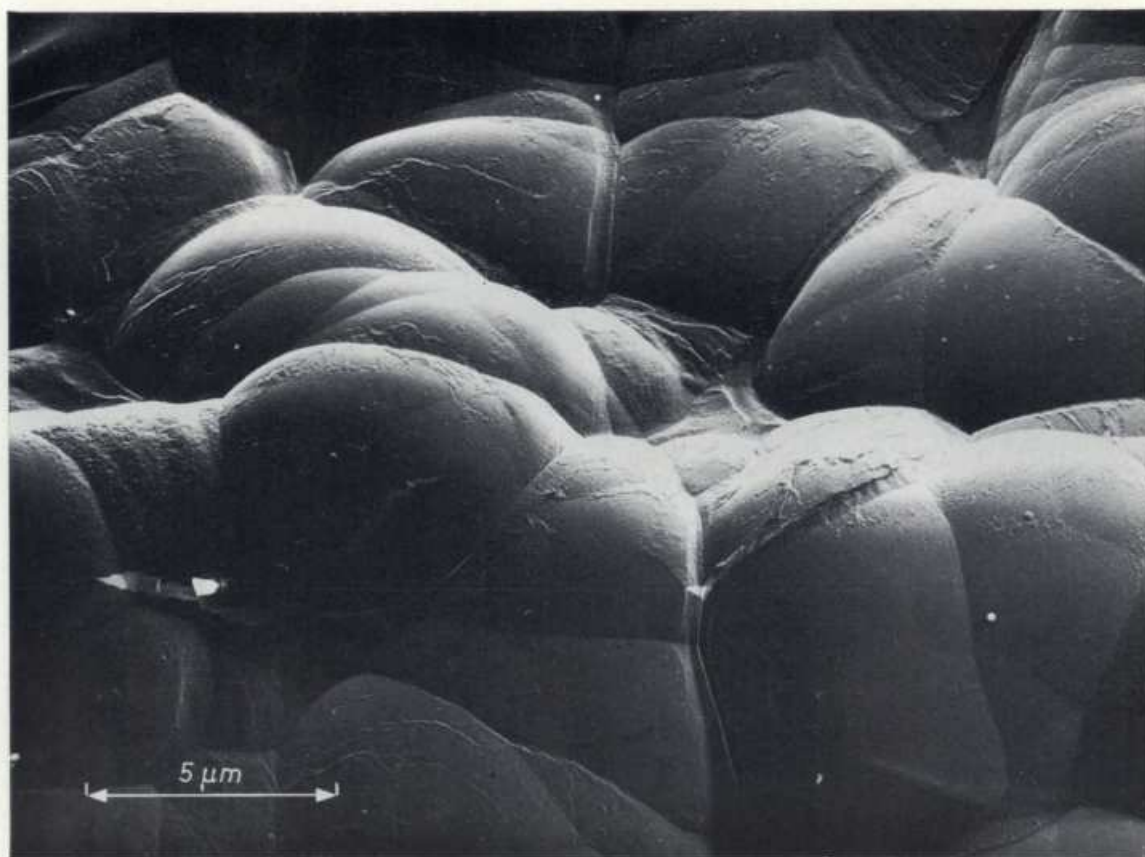


Fig. 4c

De tweede bewerking kan men tot ongeveer 10 minuten vertragen en daardoor in diverse stadia afbreken. Enkele hiervan zijn afgebeeld in fig. 4. Bij fig. 4a werd de behandeling na $\frac{1}{2}$ min afgebroken; het oppervlak komt dan overeen met lijn 2 in fig. 2. De groeven beginnen al af te ronden. Na een behandeling van 3 min verkrijgt men fig. 4b (lijn 3 in fig. 2). Fig. 4c is een foto van het gematteerde glas aan het einde van de bewerking. De afronding is voltooid en de glaswand vormt nu als het ware een aaneenschakeling van holle lensjes die het licht naar alle kanten gelijkmatig verstrooien — dit is het gewenste effect van de mattering.

De replica's werden gemaakt van een stuk van een ballon dat met water was schoon gewassen en daarna gedroogd. Een stukje „Technovit” [*], een thermo-

plastische kunststof, werd onder verwarming op de glaswand gedrukt. Na afkoeling heeft men een afdruk van het relief in het glas verkregen. Vervolgens werd de kunststof in vacuüm eerst onder een kleine hoek met platina bedampt ter verhoging van het contrast, daarna met een laagje koolstof. Na oplossen van de kunststof werden kleine stukjes van de koolstoflaag met het daaraan hechtende platina op de normale preparaatdragers overgebracht.

De elektronenmicrofoto's zijn door J. Th. Gruijters gemaakt met een Philips elektronenmicroscop EM 100.

H. B. Haanstra
S. C. Rademaker

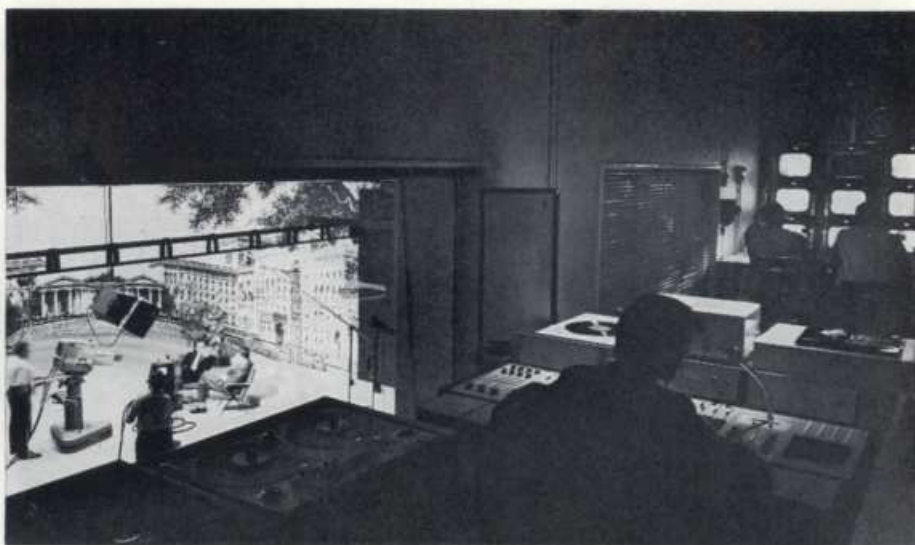
[*] Gedeponiseerd handelsmerk van Kulzer & Co. GmbH, Bad Homburg, Duitsland.

H. B. Haanstra, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium; ir. S. C. Rademaker, medewerker van Philips' Glasontwikkelingscentrum, Eindhoven.

RECTIFICATIE

In het artikel „Supergeleiding”, Philips techn. T. 29, 1968 (no. 1), lezen men op blz. 3, linkerkolom regel 3 v.o., niet 100 kWh, maar 1000 kWh.





Studio voor kleurentelevisie

Voor de ontwikkelingen op het gebied van kleurentelevisie in het Philipslaboratorium te Eindhoven was het nodig met de apparatuur onder praktijkomstandigheden te kunnen werken. Daartoe werd in 1964 op het laboratoriumterrein een televisiestudio gebouwd en naar moderne inzichten volledig ingericht. In drie jaar tijd is daar een groot aantal kleuren-televisieprogramma's van zeer gevarieerde aard samengesteld. De kleurenfoto toont een moment uit een repetitie voor zo'n programma.

De meeste van deze experimentele programma's werden verzorgd door de Nederlandse Televisie Stichting en de omroepverenigingen (en in een later stadium ook door enkele Duitse omroeporganisaties), die aldus dankbaar gebruik maakten van de gelegenheid om ervaring op te doen in het werken met kleur.

In de studio zijn uitgebreide verlichtingsfaciliteiten aanwezig, met o.a. vele langs het plafond verplaatsbare, centraal bediende bundellichten. Tot de uitrusting behoren verder een aantal kleurencamera's, 16-mm- en 35-mm-filmafstakers voor het uitzenden van kleurenfilms, enz. Van de bijbehorende ruimten toont de foto hierboven de regiekamer, met audio- en video-regeltafel; uit deze kamer kijkt men neer in de studioruimte. Verder is er de controlekamer, waarin de elektronische apparatuur is ondergebracht, kleedkamers, requisietenberging, decor-werkplaats en kantine.

Aanvankelijk werd voor deze experimentele uitzendingen het NTSC-systeem toegepast, later het in Nederland en een aantal andere Europese landen voor de regelmatige uitzendingen ingevoerde PAL-systeem. De opgenomen beelden werden door een eigen zender van Philips uitgezonden. In een groot aantal huiskamers in Eindhoven en omgeving stond een kleuren-ontvanger opgesteld voor toetsing van de resultaten.

Bewegingstegenkoppeling bij luidsprekers

J. A. Klaassen en S. H. de Koning

Al sinds lang is de versterkertechniek nauwelijks denkbaar zonder gebruik van tegenkoppeling ter vermindering van lineaire en niet-lineaire vervorming. Ook in de elektro-akoestiek is dit het geval. Een belangrijke bron van vervorming is hier echter de luidspreker, en de bijdrage hiervan blijft bij tegenkoppeling in de elektronische schakeling onbeïnvloed. Het blijkt nu mogelijk te zijn ook het weergeefmechanisme van de luidspreker in de tegenkoppeling te betrekken. Een bepaalde methode hiervoor, waarbij van een versnellingsopnemer gebruik wordt gemaakt, is door de auteurs theoretisch en experimenteel onderzocht.

Problemen bij kleine luidsprekerkasten

In het elektrische deel van een elektro-akoestische keten — microfoon, versterker, luidspreker — wordt vervorming vanouds bestreden door tegenkoppeling (negatieve terugkoppeling). De vervorming die ontstaat buiten het elektrische deel wordt hierdoor echter niet beïnvloed. Dit is voornamelijk de vervorming die in de luidspreker optreedt, bij de omzetting van een stroom in een kracht en van een kracht in de beweging van een membraan en van de omringende lucht. Het bovenstaande heeft zowel betrekking op vervorming van de intensiteitsverdeling over het spectrum (lineaire vervorming) als op het ontstaan van hogere harmonischen (niet-lineaire vervorming).

Het membraan heeft bij een elektrodynamische luidspreker meestal de vorm van een conus, die verend is opgehangen. Nabij de top is een cilindrische spoel (de „spreekspoel”) bevestigd die kan bewegen in een radiaal gericht magnetisch veld. Een variërende elektrische stroom door de spoel doet een variërende kracht ontstaan, die spoel en conus in beweging brengt. Hierbij kan lineaire vervorming optreden, door het feit dat dit massa-veersysteem een bepaalde resonantiefrequentie heeft. Niet-lineaire vervorming kan ontstaan doordat de veerkracht van het ophangstelsel van de conus niet volkomen lineair varieert met de conusuitwijking. Ook inhomogeniteit van het magneetveld kan niet-lineaire vervorming veroorzaken.

De lucht die zich nabij de conus bevindt verzet zich tegen de beweging en vormt dus een belasting voor de conus. Deze belasting heeft een reactief deel, de stralingsreactantie X_r , en een resistief deel, de stralingsweerstand R_r . De laatstgenoemde grootheid is een maat voor het vermogen P dat bij een bepaalde trillingssnel-

heid $\dot{x}$ van de conus als geluid wordt uitgestraald ($P = \dot{x}^2 R_r$). X_r en R_r hangen af van de afmetingen van de conus en van de frequentie (zie fig. 1). Als men ervoor zorgt dat de lucht niet kan bewegen van de voorzijde van de conus naar de achterzijde, of omgekeerd, is R_r bij lage frequenties evenredig met het kwa-

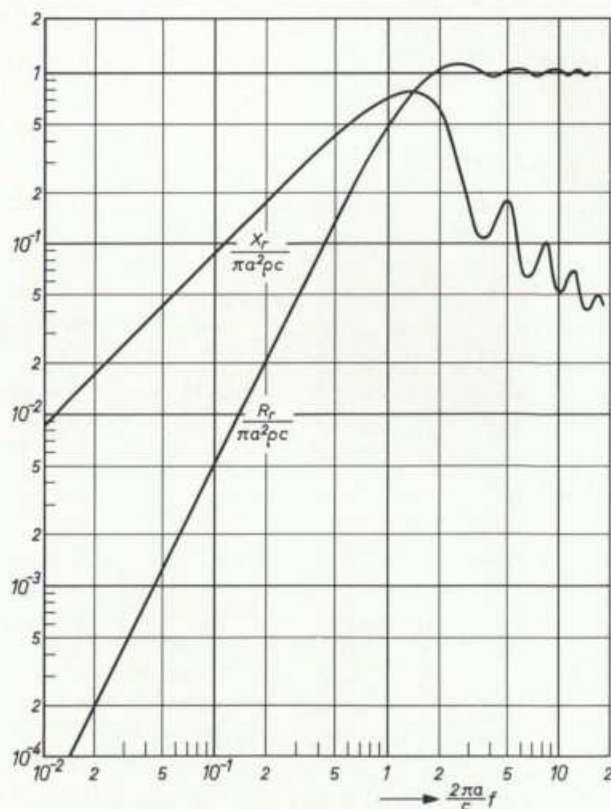


Fig. 1. Verloop (op dimensieloze schalen) van de stralingsreactantie X_r en de stralingsweerstand R_r van een luidspreker in een kleine gesloten kast als functie van de frequentie f . a straal van de conus. ρ dichtheid van de lucht. c snelheid van het geluid in lucht. Bij hoge frequenties nadert de stralingsweerstand per eenheid van oppervlak tot ρc , de specifieke akoestische impedantie van lucht. $X_r/2\pi f$ is de zg. stralingsmassa.

Ir. J. A. Klaassen, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven; ir. S. H. de Koning, Philips' Hoofdindustrie-groep ELA (Elektro-akoestiek), Eindhoven, destijds medewerker van het Natuurkundig Laboratorium.

draat van de frequentie. Bij hoge frequenties daarentegen is R_r vrijwel constant. Uit dit verloop blijkt dat voor het uitstralen van een bepaald vermogen bij lage tonen veel grotere snelheden, dus ook veel grotere uitwijkingen van de conus nodig zijn dan bij hoge tonen. Bij lage tonen is dan ook het gevaar voor optreden van niet-lineaire vervorming het grootst.

Hoewel bij vele soorten geluid het vermogen in de lage tonen kleiner is dan dat in de tonen van het middengebied, komen ook geluiden voor met een grote bijdrage van de laagste tonen. Om ook dergelijke geluiden goed te kunnen weergeven, moet de apparatuur in staat zijn bij de lage tonen een even groot akoestisch vermogen te leveren als bij hogere tonen.

Bij lage tonen gaat het uitgestraalde vermogen sterk achteruit als geluidsgolven van de achterzijde van de conus kunnen interfereren met golven die door de voorzijde worden uitgestraald. Een goede scheiding is in de praktijk meestal alleen te verwezenlijken door de luidspreker te monteren in de wand van een kast die overigens geheel gesloten is. Maken we in verband met de plaatsruimte deze kast klein, dan gedraagt de ingesloten lucht zich als een veer; de conusuitwijking wordt erdoor verkleind — weer ten detrimente van de uitstraling der lage tonen — en de resonantiefrequentie verhoogd.

De resonantiefrequentie, die men in het algemeen zo laag tracht te maken dat deze aan de ondergrens van het weer te geven frequentiegebied ligt, kan bij gebruik van een kleine luidsprekerkast in dit gebied komen te liggen, waardoor een sterke lineaire vervorming ontstaat. Ook bij de weergave van plotselinge inzetten („sprongfuncties”) is dan de luidsprekerresonantie zeer hinderlijk. De „veerkracht” van het luchtkussen achter de conus verloopt bovendien niet lineair met de conusuitwijking, dit veroorzaakt ook niet-lineaire vervorming.

Voor de meeste in de praktijk voorkomende gevallen — zelfs als men denkt aan „hi-fi”-apparatuur —, kan men de genoemde tekortkomingen met conventionele middelen binnen de perken houden. Het is echter interessant om op te merken dat men voor extreem hoge eisen aan de geluidswaergave, of ingeval voor de luidspreker slechts een zeer kleine ruimte beschikbaar is, een verbetering in de geluidswaergave kan bereiken door de in het begin genoemde tegenkoppeling niet te beperken tot het elektrische gedeelte van de apparatuur, maar hierin ook het weergeefmechanisme van de luidspreker te betrekken. Men moet dan naar de ingang van de versterker een spanning terugvoeren die niet een maat is voor de aan de luidspreker toegevoerde stroom of spanning maar voor het uitgestraalde geluid. Deze vorm van tegenkoppeling, die men de naam *bewegings-*

tegenkoppeling (*motional feedback*) heeft gegeven, vormt het onderwerp van dit artikel. Na enige theoretische beschouwingen zullen we twee opstellingen beschrijven waarmee bewegingstegenkoppeling is gerealiseerd. De metingen hieraan hebben uitgewezen dat hiermee de beoogde verbetering inderdaad kan worden bereikt.

Bewegingstegenkoppeling

Historie

Voor bewegingstegenkoppeling moet een signaal worden opgewekt, dat een maat is voor het uitgestraalde geluid. Men zal hierbij allereerst aan het gebruik van een microfoon denken. Deze komt echter hiervoor nauwelijks in aanmerking, omdat de looptijd van het geluid tussen luidspreker en microfoon een grote fazedraaiing introduceert, die sterk van de frequentie afhangt.

Bij lage tonen (beneden ongeveer 500 Hz) kan men een spanning die een maat is voor het uitgestraalde geluid, afleiden uit de bewegingen van de spoel. Dit is mogelijk omdat in dit frequentiegebied de conus als een stijf geheel trilt. (Het conusoppervlak beweegt „isofazisch”. Bij hoge tonen is dit niet het geval.)

De beweging van de spreekspoel kan men op verschillende manieren in een signaalspanning omzetten. Men kan nl. een spanning afleiden uit de *verplaatsing* van de spoel (b.v. met een capacitieve methode), uit zijn *snelheid* (b.v. met een inductieve methode), ofwel uit zijn *versnelling* (gebruik makend van traagheidskrachten). We zullen in het hierna volgende kortheidshalve van verplaatsings-, snelheids- en versnellingsstegenkoppeling spreken. Tussen deze manieren bestaat een belangrijk principieel verschil: voor het bepalen van plaats en snelheid van een bewegend punt is altijd een stilstaand referentiepunt nodig; bij een versnelling is dit niet het geval. Wij komen hierop nog nader terug.

Een tot op heden veel toegepast systeem voor bewegingstegenkoppeling bestaat hierin dat men *snelheids-tegenkoppeling* toepast en als maat voor de snelheid van de spreekspoel de spanning gebruikt die in deze spoel zelf wordt geïnduceerd door zijn beweging in het magnetische veld ^[1]. Deze spanning moet dan uiteraard worden gescheiden van de spanning die vanuit de versterker aan de spoel wordt toegevoerd. Enkele methodes hiervoor zijn weergegeven in fig. 2. In al deze schema's wordt een impedantie Z_e opgenomen die (althans in fazehoek) gelijk is aan de elektrische impedantie die de luidspreker heeft als de beweging van de spoel wordt verhinderd. Omdat de luidspreker in werkelijkheid niet op deze wijze is geblokkeerd, is zijn impedantie echter niet gelijk aan Z_e . Men

^[1] Zie W. Holle, Gegenkopplung an Lautsprechern, Funk-Technik 7, 490-492, 1952.

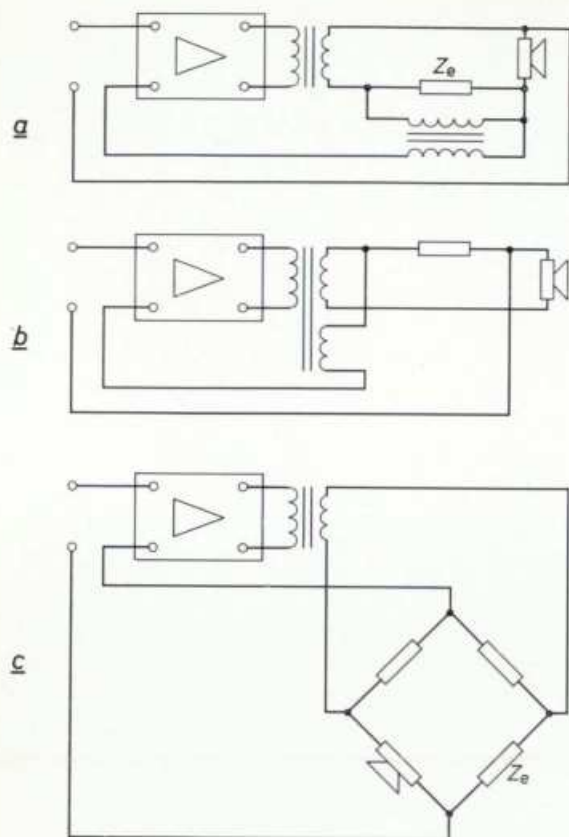


Fig. 2. Enkele methodes voor snelheidstegenkoppeling, waarbij gebruik wordt gemaakt van de spanning die in de spreekspoel zelf wordt geïnduceerd door zijn beweging in het magnetische veld. In serie met de luidspreker is een impedantie Z_e geschakeld, die gelijk is aan de impedantie van de luidspreker in geblokkeerde toestand. Het verschil van de spanningen op de luidspreker en op Z_e wordt verkregen met behulp van een aparte transformator (a), of met een extra-wikkeling op de uitgangstransformator (b), of met een brugschakeling (c). Deze verschilspanning wordt met de juiste faze gevoegd bij het ingangssignaal.

kan nu de spanning op Z_e aftrekken van de luidspreker-spanning, b.v. met behulp van een extra-transformator (fig. 2a), een extra-wikkeling op de uitgangstransformator van de versterker (fig. 2b), of een brugschakeling (fig. 2c). Het verschil van deze spanningen wordt dan naar de ingang van de versterker teruggevoerd.

Een dergelijke wijze van tegenkoppelen kan men ook beschouwen als een methode om de uitgangsimpedantie van de versterker gelijk en tegengesteld te maken aan de impedantie van de luidspreker in geblokkeerde toestand. Men spreekt daarom ook van versterkers met *negatieve uitgangsimpedantie* [2]. De versterker functioneert dan als een spanningsbron die uitsluitend belast is met dat gedeelte van de luidsprekerimpedantie dat een gevolg is van het bewegen van de spreekspoel (bewegingsimpedantie, Engels *motional impedance*).

Een moeilijkheid bij de genoemde methodes ontstaat door het feit dat de weerstand van de spreekspoel van de temperatuur afhangt. Een ander bezwaar vormt de

inhomogeniteit van het magneetveld; dit maakt dat de verkregen spanning geen getrouw beeld geeft van de snelheid van de spoel. Om deze redenen worden deze schakelingen weinig meer gebruikt.

Bij een andere methode brengt men op de koker van de spreekspoel een extra-spoeltje aan en gebruikt de hierin geïnduceerde spanning als maat voor de snelheid. Men moet dit extra-spoeltje dan zo aanbrengen dat de wederzijdse inductie met de spreekspoel zeer klein is. Verder moet een volstrekt niet bewegend referentiepunt beschikbaar zijn. Dit is gewoonlijk niet het geval door trillingen van de luidspreker zelf en door het uitgestraalde geluid, waarbij mechanische resonantieverschijnselen kunnen optreden.

Bij het toepassen van *verplaatsingstegenkoppeling* met behulp van capaciteitsvariëaties ontmoet men eveneens het bezwaar dat men moet beschikken over een stilstaand punt. Bovendien hebben hierbij ook andere dan axiale bewegingen van de spreekspoel invloed op de verkregen spanning.

De hierboven genoemde methodes zijn wel bruikbaar als men de bewegingen van de spreekspoel wil *meten* en men zich hierbij bewust is van de binnensluipende fouten. Voor tegenkoppeling zijn de op deze wijze verkregen signalen echter in verband met de genoemde bezwaren ongeschikt gebleken.

Aan de opgesomde moeilijkheden ontkomt men als men tegenkoppelt door middel van een signaal dat een maat is voor de *versnelling* van de spreekspoel. Bij het in dit artikel beschreven systeem is deze methode toegepast. Omdat het invoeren van bewegingstegenkoppeling bij hogere frequenties met grote moeilijkheden gepaard gaat (het systeem is dan moeilijk stabiel te houden), hebben wij het frequentiegebied van de tegenkoppeling zodanig beperkt dat deze alleen werkzaam is bij lage frequenties. Aangezien, zoals wij aantoonen, de vervorming hierbij het grootst is, wordt dan reeds een grote verbetering bereikt.

De uit een versnellingsopnemer verkregen spanning kan men één- of tweemaal integreren en zodoende alsnog, zonder de beschreven bezwaren, een spanning verkrijgen die evenredig is met de snelheid of de verplaatsing. Op deze wijze kunnen we dus met eenzelfde opnemer versnellings-, snelheids- of verplaatsingstegenkoppeling tot stand brengen, en ook combinaties hiervan.

Theoretische beschouwingen

Spoel en conus van een luidspreker kan men bij lage frequenties beschouwen als een enkelvoudig massa-veersysteem. De resonantiefrequentie hiervan zullen wij kortweg als de resonantiefrequentie van de luidspreker aanduiden. Voor dit massa-veersysteem geldt de volgende bewegingsvergelijking:

Tabel I. Eigenschappen van een luidspreker met bewegingstegenkoppeling.

	versnellings- tegenkoppeling	snelheids- tegenkoppeling	verplaatsings- tegenkoppeling
resonantie- frequentie	$\frac{\omega_0/2\pi}{\sqrt{1 + \frac{gA_tGBI}{m(R_l + R_s)}}}$	$\frac{\omega_0}{2\pi}$	$\frac{\omega_0}{2\pi} \sqrt{1 + \frac{gA_tGBI}{s(R_l + R_s)}}$
kwaliteits- factor	$Q_0 \sqrt{1 + \frac{gA_tGBI}{m(R_l + R_s)}}$	$\frac{Q_0}{1 + \frac{gA_tGBI}{B^2I^2 + r(R_l + R_s)}}$	$Q_0 \sqrt{1 + \frac{gA_tGBI}{s(R_l + R_s)}}$

signaal van de opnemer wordt A_t maal versterkt en naar de ingang van de versterker teruggevoerd.

Met behulp van fig. 3 kunnen we de invloed nagaan van de tegenkoppeling op de resonantiefrequentie en de kwaliteitsfactor van het systeem. We komen dan tot de in tabel I vervatte resultaten, waarbij ω_0 en Q_0 de door de formules (2) en (3) gedefinieerde waarden zonder tegenkoppeling zijn. We zien in deze tabel de hierboven reeds genoemde invloed van de verschillende vormen van bewegingstegenkoppeling op de resonantiefrequentie en op de kwaliteitsfactor kwantitatief weergegeven.

Keuze van het type tegenkoppeling

Omdat bij lage tonen de opgewekte geluidsdruk evenredig is met de versnelling van de conus, kan een vlakke amplitudekarakteristiek in dit gebied worden verkregen indien de *versnelling* van de conus onafhankelijk van de frequentie wordt gemaakt. Dit kan worden bereikt met versnellingstegenkoppeling. Een dan optredend bezwaar is echter dat de resonantie meer merkbaar wordt. Weliswaar verlaagt de tegenkoppeling de resonantiefrequentie, doch de kwaliteitsfactor neemt toe, waardoor een piek in de amplitudekarakteristiek ontstaat. Een verbetering kan in dit opzicht worden bereikt door tevens snelheidstegenkoppeling toe te passen. We hebben immers gezien dat hierdoor de kwaliteitsfactor kleiner wordt.

Een gunstige bijzonderheid bij versnellingstegenkoppeling is dat hierbij de tegenkoppelfactor met toenemende frequentie toeneemt (bij een constante verplaatsingsamplitude neemt immers de versnelling met de frequentie toe). Hierdoor worden de gevormde hogere harmonischen sterker onderdrukt dan bij verplaatsings- of snelheidstegenkoppeling.

De opnemer

Zoals reeds vermeld, hebben wij gebruik gemaakt van een versnellingsopnemer. Deze bestond in hoofdzaak uit een schijfje piëzo-elektrisch (p.e.) materiaal dat aan één zijde op de spoelkoker van de luidspreker is bevestigd. Wanneer dit schijfje in trilling wordt gebracht, werken hierin traagheidskrachten, waardoor tussen de eindvlakken van het schijfje een spanning ontstaat, die een maat is voor de versnelling van de spoelkoker. De massa moet beperkt gehouden worden

om de weergave van de hoge tonen niet te schaden.

Het grootste signaalvermogen bij gegeven massa wordt verkregen met een p.e. element dat in de versnellingsrichting langgerekt is. De impedantie kan dan evenwel zo hoog zijn dat de aan te sluiten versterker moeilijkheden ondervindt

van kruipstromen. Ook zouden stoorspanningen hier zeer gemakkelijk geïnduceerd kunnen worden. Hoewel een optimale configuratie gevonden kan worden door een in de versnellingsrichting uitgevoerde stapeling van dunne, parallelgeschakelde p.e. elementen, is om redenen van technologische eenvoud een dun p.e. element van niet te kleine capaciteit gekozen, dat aan de van de spoelkoker afgekeerde zijde is voorzien van een ballastmassa. In de hieronder te beschrijven voorbeelden bedraagt de capaciteit ongeveer 600 resp. 3000 pF.

Bij de eerste experimenten was het p.e. element op de rand van de spoelkoker gelijmd. Het bleek toen dat in de spoel ook niet-axiaal gerichte krachten optraden, die ongewenste uitgangssignalen deden ontstaan. De montage van de opnemer is nadien zo veranderd dat de genoemde krachten geen invloed op het p.e. element hebben.

Een andere mogelijke oorzaak van ongewenste spanningen in het p.e. element zijn de luchtdrukvariaties waaraan het bij zijn bewegingen is blootgesteld. Een middel hiertegen is het plaatsen van het element in een volledig gesloten huis. Als men dit van metaal maakt, kan het tevens als elektrische afscherming dienst doen.

Het rendement van een luidspreker

Een gelijkmatige weergave kan bij een normale luidspreker alleen worden verkregen voor een frequentiegebied dat *boven* de resonantiefrequentie ligt. Beneden deze frequentie neemt nl. het rendement snel af. Dit wordt geïllustreerd door kromme *a* in fig. 4, die het vermogen weergeeft dat bij constante ingangsspanning als geluid wordt uitgestraald. Deze kromme geldt voor een luidspreker met een kwaliteitsfactor $Q = 1$. We zien dat bij een frequentie die gelijk is aan de helft van de resonantiefrequentie f_0 het uitgestraalde vermogen ten opzichte van dat bij f_0 met 12 dB (een factor 16) is gedaald. Om bij de frequentie $\frac{1}{2}f_0$ een akoestisch ver-

[5] Het verschil tussen de beide luidsprekers bestaat hierin dat het type 9710 A een enkelvoudige conus heeft, terwijl de 9710 AM van een dubbele conus is voorzien.

[6] Philips type-aanduiding PXE-5. Dit materiaal werd gekozen op grond van adviezen gegeven door C. M. van der Burgt in dit laboratorium.

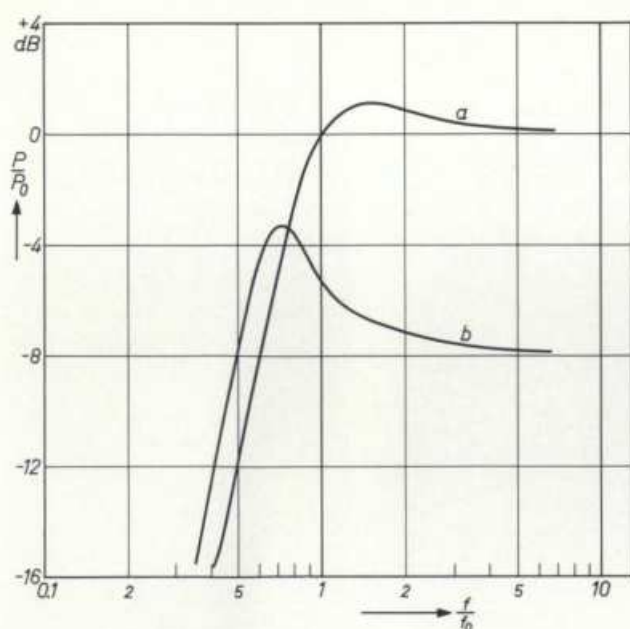


Fig. 4. Het bij constante ingangsspanning door een luidspreker uitgestraalde vermogen P als functie van de frequentie f , beide op relatieve schalen. P_0 vermogen bij de resonantiefrequentie f_0 . De kromme a geldt voor een kwaliteitsfactor $Q = 1$. In dit geval is bij de frequentie $\frac{1}{2}f_0$ het vermogen 12 dB kleiner dan dat bij f_0 (en hogere frequenties). Vergroten we de massa van conus en spreekspoel met een factor 2,5 (kromme b), dan wordt het vermogen bij $\frac{1}{2}f_0$ gelijk aan dat bij hogere frequenties. De kwaliteitsfactor is dan $Q = \sqrt{2,5} = 1,58$.

mogen te kunnen verkrijgen dat even groot is als bij frequenties hoger dan f_0 , moet dus de versterker een elektrisch vermogen kunnen leveren dat 16 maal zo groot is als dat wat bij hogere frequenties nodig is.

Een meer gelijkmatige verdeling van het nodige vermogen kan men bereiken als men de bewegende massa van de luidspreker vergroot. Weliswaar daalt dan het uitgestraalde vermogen voor frequenties boven f_0 , doch voor lagere frequenties neemt dit toe. In fig. 4 is met kromme b het verloop van het akoestische vermogen weergegeven voor dezelfde luidspreker waarvoor kromme a geldt, doch waarbij thans de bewegende massa met een factor 2,5 is vergroot. De kwaliteitsfactor neemt hierdoor met een factor $\sqrt{2,5} = 1,58$ toe, en het vermogen bij hogere frequenties daalt met 8 dB, terwijl het vermogen bij $f = \frac{1}{2}f_0$ met 4 dB stijgt; deze beide vermogens zijn dus nu even groot. Om deze luidspreker te kunnen gebruiken tot een laagste frequentie $\frac{1}{2}f_0$, behoeft dus het elektrische uitgangsvermogen niet 12 dB doch slechts 8 dB te worden vergroot. De resonantiefrequentie is nu verschoven naar $f_0/\sqrt{2,5} = 0,63f_0$. Men bedenke dat deze methode om een meer

gelijkmatig rendement te verkrijgen alleen kan worden gebruikt bij lage-tonen-luidsprekers. Bij luidsprekers die het gehele hoorbare frequentiegebied moeten weergeven leidt vergroten van de bewegende massa in het algemeen tot achteruitgang van de weergave der hoge tonen.

Twee luidsprekers voor bewegingstegenkoppeling

Bewegingstegenkoppeling volgens het hierboven beschreven principe hebben wij toegepast in experimentele schakelingen met een tweetal luidsprekers. Eén hiervan is een luidspreker voor lage tonen (type 9710 A); de andere is een luidspreker voor het hele hoorbare gebied (type 9710 AM) [5]. Beide luidsprekers zijn in een gesloten kast met een inwendig volume van 10 liter gemonteerd. Het binnen de spoel gelegen gedeelte van de conus is weggesneden, waardoor een eenvoudige montage van de versnellingsopnemer mogelijk was. Dit gedeelte van de conus heeft geen betekenis voor de uitstraling van geluid; het dient slechts om een zekere demping van het massa-veersysteem tot stand te brengen. Bij het toepassen van bewegingstegenkoppeling wordt deze maatregel overbodig.

Zoals reeds werd vermeld, bevatten de opnemers een schijfje piëzo-elektrisch materiaal [6], dat is belast met een zekere massa. De opnemer voor de luidspreker voor het gehele gebied (fig. 5) is zo licht mogelijk gemaakt om de weergave der hoge tonen zo weinig mogelijk te beïnvloeden. Bij de lagetonenluidspreker (fig. 6) wordt een groter p.e. schijfje en tevens een grotere ballast-massa gebruikt. Behalve de hierboven aangetoonde verbetering van het rendement bij lage tonen, bereikt men hierdoor tevens dat de gevoeligheid van de opnemer groter wordt. In tabel II zijn de belangrijkste eigenschappen van de beide opnemers vermeld. De hierin vermelde totale massa heeft betrekking op de gehele opnemer (p.e. element, ballastmassa en drager); de uitgangsspanningen gelden voor een versnelling van 126 m/s^2 . Deze versnelling wordt bereikt wanneer bij een frequentie van 40 Hz de uitslag van de spoel zo groot is dat deze nog juist niet buiten het magnetische veld komt. Heeft de luidspreker een vlakke frequentie-karakteristiek, dan is de versnelling bij alle frequenties even groot; de aangegeven uitgangsspanningen komen dus overeen met de uitsturingsgrens wanneer de laagste weer te geven frequentie 40 Hz is.

Tabel II. Eigenschappen van de gebruikte versnellingsopnemers.

luidspreker	p.e. element				ballast	totale massa	uitgangsspanning
	ø	dikte	cap.	massa			
9710 AM	5 mm	0,5 mm	620 pF	7,6 mg	300 mg	2 g	26 mV
9710 A	16 mm	1,1 mm	2880 pF	1,69 g	29 g	37 g	500 mV

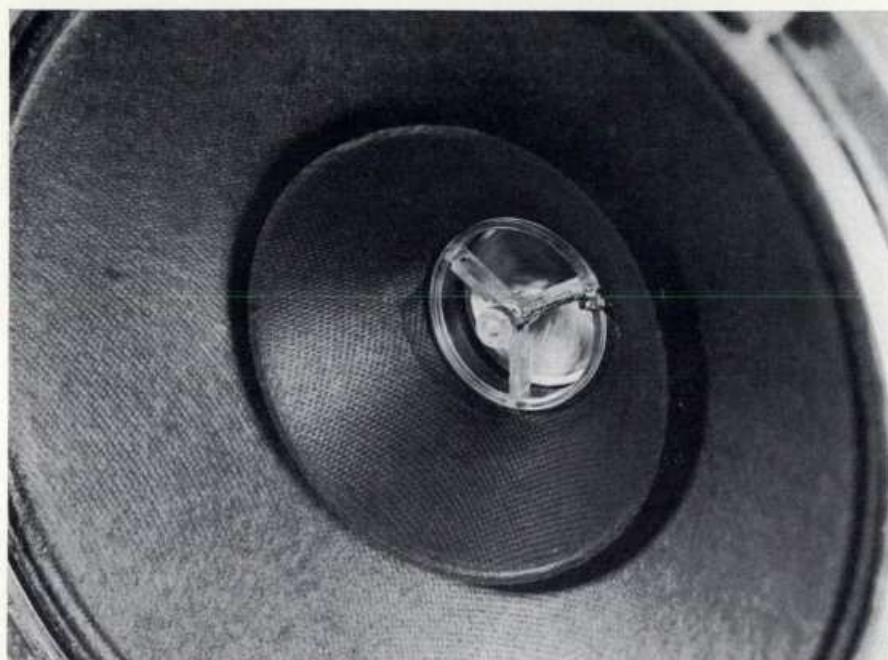


Fig. 5



Fig. 6

Fig. 5. Bevestiging van de versnellingsopnemer op de luidspreker 9710 AM.
Fig. 6. Bevestiging van de versnellingsopnemer op de luidspreker 9710 A.

De schakeling

In fig. 7 is een blokschema getekend van de schakeling die wij hebben gebruikt voor het toepassen van bewegingstegenkoppeling op een luidspreker 9710 AM, aangesloten op een eindversterker (uitgangsvermogen 10 W). De versnellingsopnemer *P* stuurt een katodevolger *K*, die, om korte verbindingen te verkrijgen, in de luidsprekerkast is geplaatst. Als buis is een nuvistor (type 7586) gebruikt. De katodevolger wordt

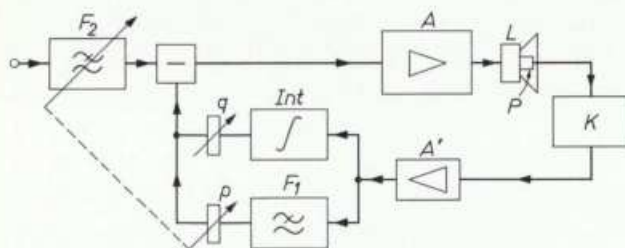


Fig. 7. Blokschema van een schakeling voor het toepassen van bewegingstegenkoppeling op een luidspreker 9710 AM voor het gehele hoorbare frequentiegebied. *A* eindversterker (uitgangsvermogen 10 W). *L* luidspreker. *P* versnellingsopnemer. *K* katodevolger. *A'* versterker. *F*₁ en *F*₂ laagdoorlatende filters. *Int* integrator. *p* en *q* regelbare verzwakkers.

gevolgd door een versterker *A'*. Het uitgangssignaal hiervan vormt een elektrische afbeelding van de versnelling van de luidsprekerspoel. In fig. 8 is het verloop naar grootte en fase van deze signaalspanning bij variabele frequentie van het (constante) ingangssignaal voorgesteld. De tegenkoppellus is hierbij open en de

kromme komt dus overeen met het Nyquist-diagram van het teruggekoppelde systeem. Het is bekend dat een versterker alleen dan stabiel is als de kromme het punt -1 niet omsluit. In de figuur is de plaats van dit punt aangegeven voor het geval dat men de versnellingsstegenkoppeling zo sterk maakt dat de resonantiefrequentie, die zonder tegenkoppeling bij 97 Hz ligt^[7], bij 42 Hz komt te liggen. Daar, zoals uit de figuur blijkt, de kromme het punt -1 wel omvat, zal het systeem zonder meer niet stabiel zijn. Om stabiliteit te bereiken, kan men, zoals in fig. 7 is aangegeven, in de terugkoppelketen een laagdoorlatend filter *F*₁ opnemen. Omdat, zoals wij hebben aangetoond, het toepassen van bewegingstegenkoppeling in deze vorm alleen zinvol is bij lage tonen, is tegen het aanbrengen van een dergelijk filter in de terugkoppelketen geen bezwaar. De afsnijfrequentie van het toegepaste filter is 250 Hz en de verzwakking erboven verloopt met 12 dB per octaaf. Het filter wordt gevolgd door een regelbare verzwakker *p*, waarmee men de mate van de versnellingsstegenkoppeling kan instellen. Het Nyquist-diagram dat ontstaat na het aanbrengen van het filter *F*₁ is weergegeven in fig. 9. We zien dat de schakeling nu stabiel is.

Het feit dat bij lage tonen tegenkoppeling optreedt en bij hoge tonen niet, veroorzaakt een niveauverschil, dat gecompenseerd wordt door het laagdoorlatende

^[7] Dat bij deze frequentie mechanische resonantie van de luidspreker optreedt, blijkt uit het feit dat de fazehoek van de versnelling hier 90° is. De fazehoek van de snelheid is dan 0.

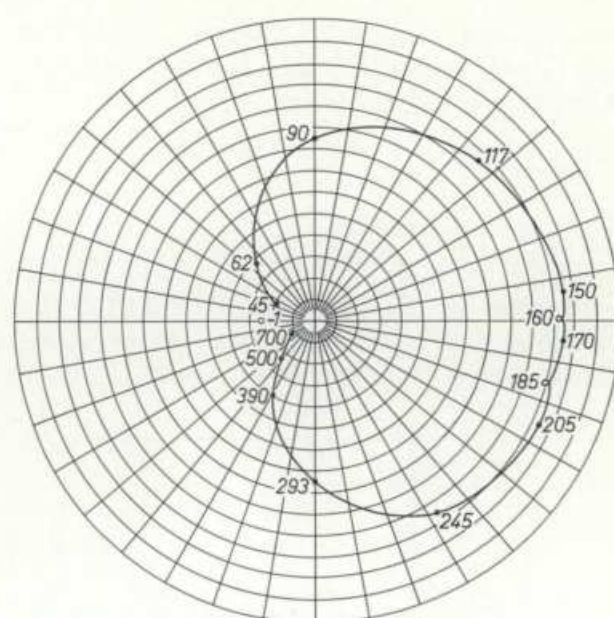
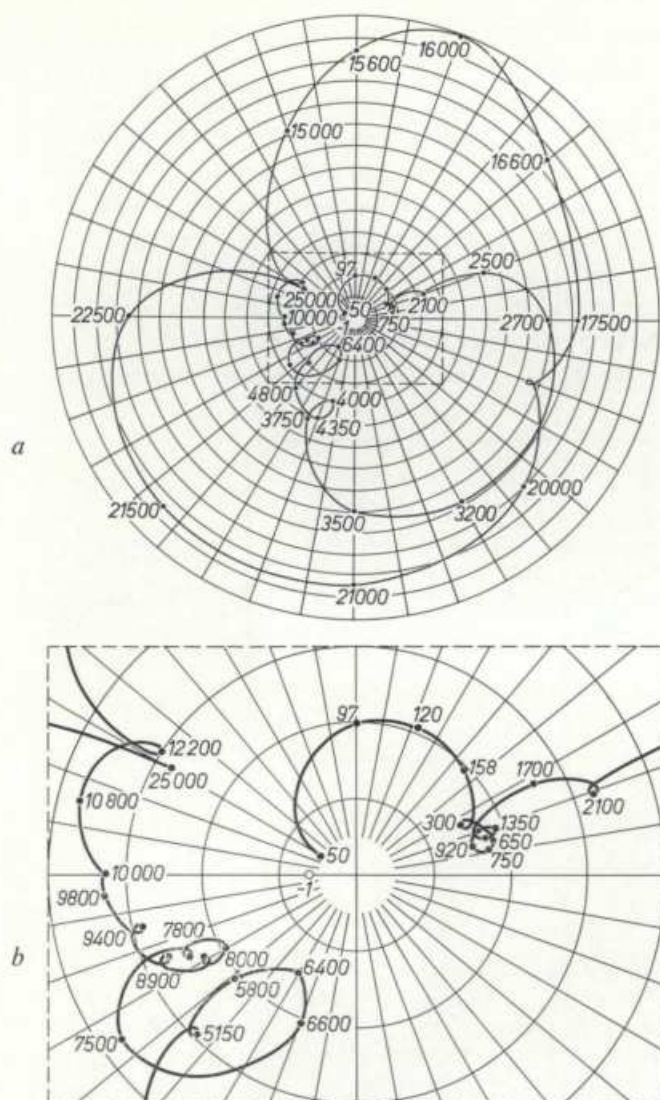


Fig. 9. Door het aanbrengen van het laagdoorlatende filter F_1 wordt de schakeling van fig. 7 stabiel, wat blijkt uit het feit dat het Nyquist-diagram dan het punt -1 niet meer omsluit.

Fig. 8. a) Nyquist-diagram van een tegengekoppeld systeem volgens fig. 7 wanneer het filter F_1 en de integrator Int niet in de schakeling zijn opgenomen. De tegenkoppeling is zo sterk gemaakt dat de resonantiefrequentie, die zonder tegenkoppeling bij 97 Hz ligt, naar 42 Hz wordt verschoven. De getallen langs de kromme geven de frequentie in Hz aan. Daar de kromme het punt -1 omsluit, is dit systeem niet stabiel. b) Vergroting van het in (a) gestippeld omlijnde gedeelte.

correctiefilter F_2 (fig. 7). De mate waarin dit filter de hoge tonen verzwakt is instelbaar, en deze instelling is gekoppeld aan die van de verzwakker p .

Om te voorkomen dat door de versnellingsterugkoppeling het resonantieverschijnsel te sterk in de amplitudekarakteristiek tot uiting komt (de kwaliteitsfactor Q neemt hierdoor immers toe), is ook snelheidsterugkoppeling toegepast. Met behulp van de integrator Int wordt uit het versnellingssignaal een spanning verkregen die evenredig is met de snelheid van de spreekspoel. Deze spanning wordt via een regelbare verzwakker q bij het versnellingssignaal gevoegd.

In fig. 10 is het blokschema aangegeven van de schakeling die gebruikt is bij toepassing van bewegingstegenkoppeling op de luidspreker 9710 A voor lage tonen. (De hoge tonen worden dan via een afzonderlijke versterker en luidspreker weergegeven.) De schakeling is in hoofdzaak dezelfde als die van fig. 7. Omdat echter de gevoeligheid van de bij deze luidspreker gebruikte opnemer groter is, is hier na de katodevolger geen ver-

sterker nodig. Verder is hier ook een ander laagdoorlatend filter toegepast. Omdat nl. bij een lage-tonen-luidspreker de versnellingen bij hoge frequenties minder groot zijn, kan de afsnijfrequentie zonder bezwaar hoger worden gekozen dan bij de luidspreker voor het gehele hoorbare gebied. Deze frequentie is dan ook bij 600 Hz gelegd, waarmee bereikt is dat de tegenkoppeling over een groter frequentiegebied werkzaam is. Ten slotte is bij het toepassen van bewegingstegenkoppeling

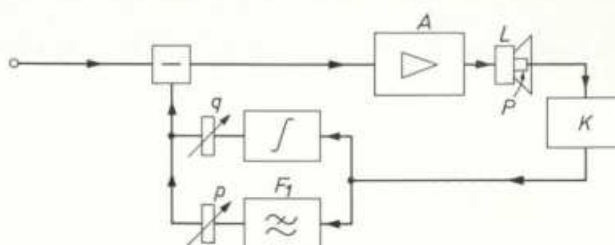


Fig. 10. Blokschema van een schakeling voor het toepassen van bewegingstegenkoppeling op een lagetonenluidspreker 9710 A. De letters hebben dezelfde betekenis als in fig. 7.

uitsluitend op de lagetonenluidspreker ook niet, zoals in fig. 7, een correctiefilter nodig om het niveauverschil tussen hoge en lage tonen op te heffen.

Meetresultaten

Amplitudekarakteristieken

In fig. 11 is met de lijn *a* de amplitudekarakteristiek weergegeven van de luidspreker 9710 AM, als deze geplaatst is in een gesloten kast met een inhoud van 10 liter. De resonantiefrequentie is hier 97 Hz. Wordt

nu versnellingsstegenkoppeling toegepast volgens de schakeling van fig. 7 (verzwakker *q* op nul), en wel in zo sterke mate als de stabiliteit toelaat, dan wordt kromme *b* verkregen. Men ziet dat de resonantiefrequentie dan bij 42 Hz ligt. Past men nu tevens snelheidstegenkoppeling toe om het resonantieverschijnsel minder sterk tot uiting te laten komen, dan kan men de kromme *c* verkrijgen. Vergelijken we deze met *a*, dan zien we duidelijk de winst in de weergave van lage tonen die door de bewegingstegenkoppeling is verkregen.

Fig. 12 toont het effect van versnellingsstegenkoppe-

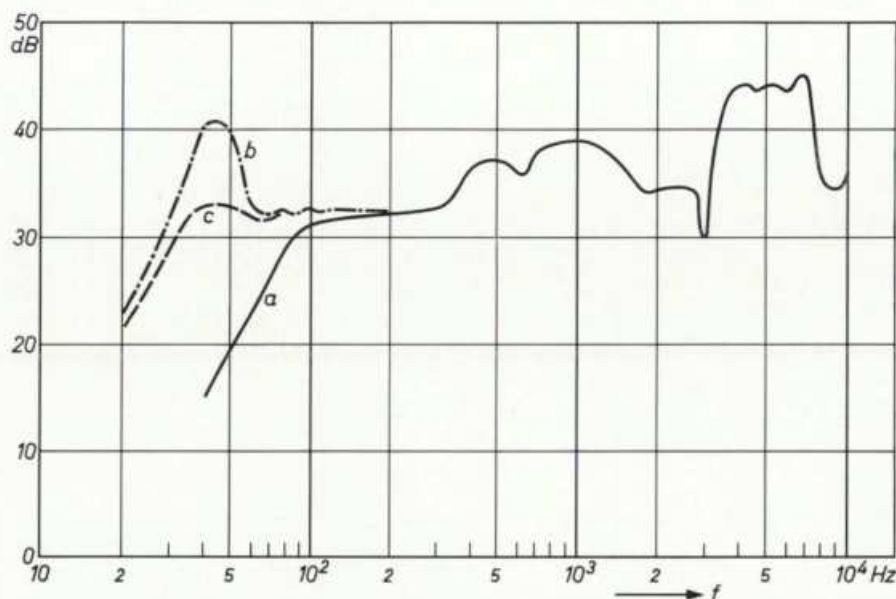


Fig. 11. Amplitudekarakteristieken, gemeten aan het systeem fig. 7 bij plaatsing van de luidspreker in een geheel gesloten kast met een inhoud van 10 liter, *a* zonder bewegingstegenkoppeling, *b* met versnellingsstegenkoppeling, *c* met zowel versnellings- als snelheidstegenkoppeling.

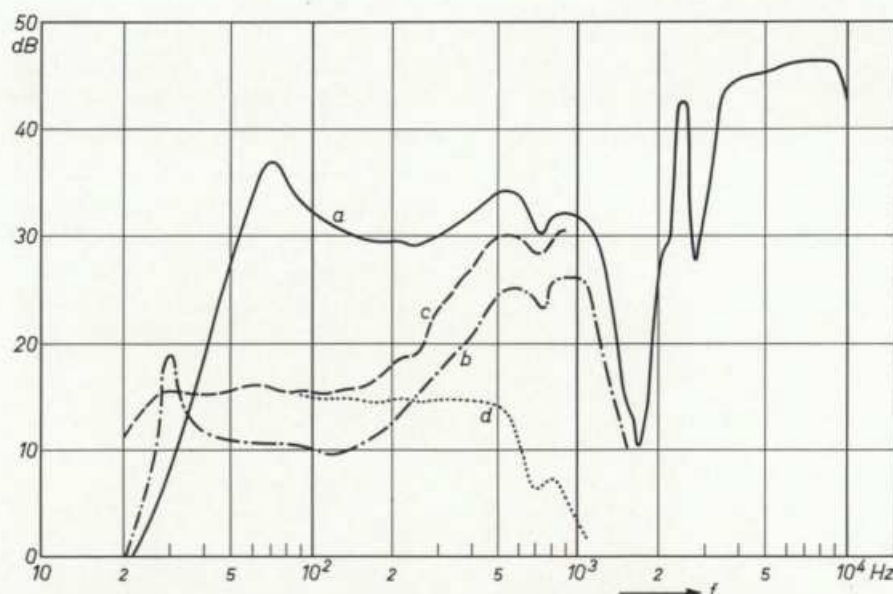
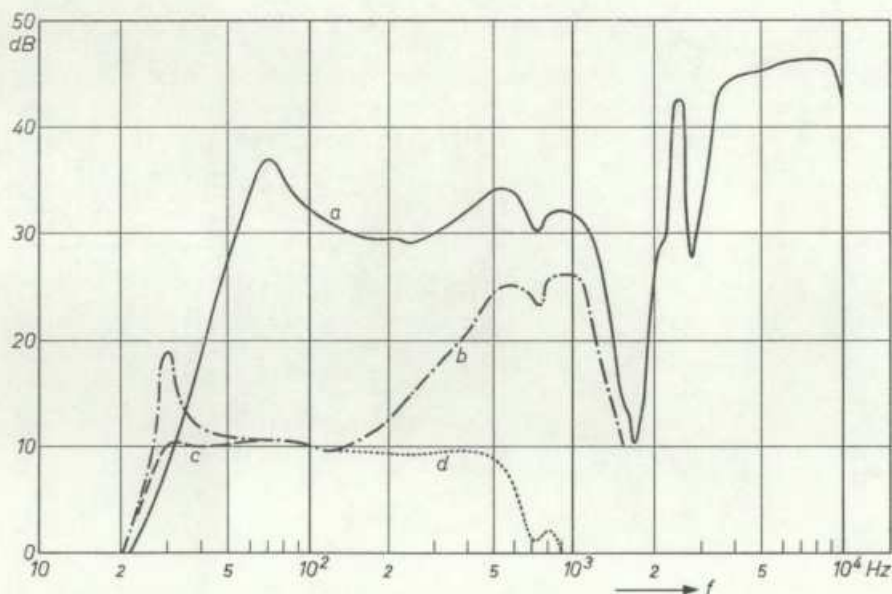


Fig. 12. Amplitudekarakteristieken, gemeten aan het systeem fig. 10, *a* zonder bewegingstegenkoppeling, *b* met versnellingskoppeling, *c* met zowel versnellings- als snelheidstegenkoppeling, *d* wanneer tevens een scheidsfilter voor hoge en lage tonen wordt gebruikt.

Bijlage van
Philips Technisch Tijdschrift
jaargang 29, no. 5

RECTIFICATIE

In het artikel „Bewegingstegenkoppeling bij luidsprekers” moet, op blz. 160 onderaan, fig. 12 worden vervangen door de hieronder afgedrukte figuur.



ling op de lagetonenluidspreker 9710 A, eveneens geplaatst in een gesloten 10 liter-kast. Ook hier geldt de kromme *a* voor het geval dat geen tegenkoppeling wordt toegepast, en kromme *b* bij een zo sterke versnellingsstegenkoppeling als de stabiliteit toelaat. We zien dat de resonantiefrequentie van 70 Hz naar 30 Hz wordt verlaagd. Passen we tevens snelheidstegenkoppeling toe, dan verkrijgen we de kromme *c*. Met een passend scheidingfilter om de kanalen voor hoge en lage tonen te scheiden kunnen we de karakteristiek *d* verkrijgen, die binnen ± 1 dB vlak is van 23 tot 500 Hz.

Niet-lineaire vervorming

De vermindering in niet-lineaire vervorming die met bewegingstegenkoppeling kan worden verkregen hangt, evenals de tegenkoppelfactor, van de frequentie af. We zagen reeds dat de vervorming die door het luidsprekermechanisme wordt veroorzaakt, het sterkst is bij lage tonen; speciaal hier is dus de bewegingstegenkoppeling van belang. De figuren 13 en 14 geven enkele meetresultaten. Fig. 13 geeft als functie van de frequentie de vervorming in procenten bij gebruik van de luidspreker 9710 AM en bij een constant uitgestraald vermogen. Het aan de luidspreker toegevoerde elektrische vermogen bedroeg 4,5 W bij 40 Hz. De kromme *a* geldt zonder bewegingstegenkoppeling (doch met elektrische tegenkoppeling in de versterker), en de kromme *b* met een zodanige bewegingstegenkoppeling dat de amplitudekarakteristiek *c* van fig. 11 wordt verkregen. We zien uit deze figuur b.v. dat bij 40 Hz de vervorming is afgenomen van 17% tot 3%. Fig. 14 geeft de overeenkomstige krommen voor de lagetonenluidspreker 9710 A. Hier correspondeert de kromme *b* met de amplitudekarakteristiek *d* uit fig. 12.

De conclusie uit deze meetresultaten is dat met een bewegingstegenkoppeling volgens de beschreven methode inderdaad belangrijke verbeteringen in de geluidsweergave kunnen worden bereikt, en dat hier dus een aantrekkelijk hulpmiddel ter beschikking staat voor gevallen waar men met een zeer compacte apparatuur een zeer breed frequentiegebied goed wil weergeven.

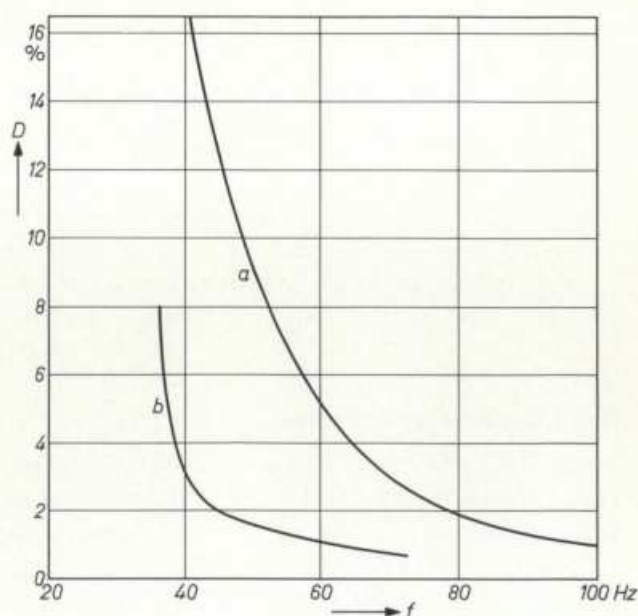


Fig. 13. Niet-lineaire vervorming *D* als functie van de frequentie *f* bij luidspreker 9710 AM. Het uitgestraalde vermogen is bij alle frequenties even groot gehouden; het aan de luidspreker toegevoerde elektrische vermogen was 4,5 W bij 40 Hz. De kromme *a* geldt zonder bewegingstegenkoppeling, de kromme *b* als een zodanige combinatie van versnellings- en snelheidstegenkoppeling wordt toegepast dat de amplitudekarakteristiek *c* van fig. 11 wordt verkregen.

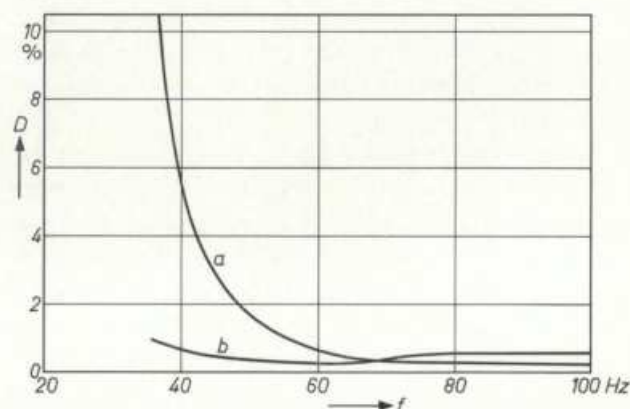


Fig. 14. Niet-lineaire vervorming *D* als functie van de frequentie *f* bij de lagetonenluidspreker 9710 A onder dezelfde condities als bij fig. 13 zijn vermeld. *a* zonder bewegingstegenkoppeling, *b* met een zodanige bewegingstegenkoppeling dat de amplitudekarakteristiek *d* uit fig. 12 wordt verkregen.

Samenvatting. Een der belangrijkste oorzaken van vervorming in een elektro-akoestisch systeem, bestaande uit een versterker met luidspreker, is gelegen in het mechanisme van de luidspreker, speciaal als deze in een kleine gesloten kast is geplaatst. Deze vervorming valt buiten de elektrische tegenkoppeling — het conventionele middel om de vervorming te verminderen. Bij bewegingstegenkoppeling neemt men ook de luidspreker in de tegenkoppelketen op. In dit artikel worden de verschillende mogelijkheden van bewegingstegenkoppeling besproken. Een methode, speciaal voor tegenkoppeling bij lage tonen, is ook experimenteel beproefd. Hierbij was op de spreekspoel van een normale luidspreker een versnellingsopnemer bevestigd die een piezo-elektrisch element bevat. Het teruggevoerde signaal is zodoende even-

redig met de versnelling van spoel en conus. Door integratie wordt tevens een signaal verkregen dat evenredig is met de snelheid, en dit wordt in een zekere verhouding bij het eerstgenoemde signaal gevoegd. Hierdoor kan een amplitudekarakteristiek worden verkregen die tot beneden de mechanische resonantiefrequentie van de luidspreker vlak verloopt. In dit frequentiegebied treedt tevens een belangrijke vermindering van de niet-lineaire vervorming op. Metingen, zowel van de geluidsdruk als van de niet-lineaire vervorming, als functie van de frequentie, zijn verricht met twee op deze wijze ingerichte luidsprekers, een lagetonenluidspreker en een luidspreker voor het gehele hoorbare frequentiegebied. Zij tonen een belangrijke verbetering aan van de weergave in het gebied der lage tonen.

Een compacte warmtewisselaar met hoog thermisch rendement

G. Vonk

Voortbouwend op de ervaring, opgedaan met de regenerators voor koudgaskoelmachines, is in het Philipslaboratorium een uiterst compacte warmtewisselaar ontwikkeld die een hoog thermisch rendement heeft en o.a. toegepast wordt in de Philips heliumliquefactor.

Bouw, eigenschappen en gebruik

Voor het produceren van koude bij de temperatuur van vloeibaar helium ($4,2^\circ\text{K}$) maakt men in het algemeen gebruik van het Joule-Kelvin-effect. Men gaat uit van gecomprimeerd heliumgas dat met behulp van een aantal voorkoeltrappen en warmtewisselaars is afgekoeld tot beneden de zg. inversietemperatuur, en laat dit gas expanderen door een smoorkraan. Daarbij koelt het verder af en een deel wordt vloeibaar. Het gas dat zich in het voorraadvat boven de vloeistof bevindt, wordt door de compressor weer aangezogen en geeft in de genoemde warmtewisselaars zijn koude af aan het helium dat van de compressor naar de smoorkraan stroomt (fig. 1). Tapt men vloeibaar geworden helium af uit het voorraadvat, dan moet er natuurlijk regelmatig nieuw heliumgas aan het systeem worden toegevoerd (bij S in fig. 1).

Het rendement van een dergelijke opstelling voor het bereiken van zeer lage temperatuur wordt voor een belangrijk gedeelte bepaald door het thermische rendement van de warmtewisselaars. Het koudeverlies in de warmtewisselaars, dat gecompenseerd moet worden door koudeproductie in de voorkoeltrappen en de smoorkraan, moet zo laag mogelijk gehouden worden. Naarmate men de koude bij lagere temperatuur moet produceren, is het per watt koude vereiste vermogen immers groter (het Carnot-rendement wordt lager). In het kader van het in het Philipslaboratorium uitgevoerde onderzoek naar de mogelijkheid van efficiënte koudeproductie bij 4°K met een koudgaskoelmachine, gecombineerd met een Joule-Kelvin-trap, is daarom gezocht naar een warmtewisselaar met zeer hoog thermisch rendement. Om de afmetingen van de installatie klein te houden moest deze warmtewisselaar zeer compact worden, hetgeen bovendien de koudeverliezen naar de omgeving tot een minimum zou beperken. Dit onderzoek heeft geleid tot het type warmtewisselaar dat we hieronder zullen bespreken, de zg. gaaswarmtewisselaar.

Ir. G. Vonk, medewerker van Philips' Hoofdindustrie-groep Glas, destijds medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Het principe van de bouw van de nieuwe warmtewisselaar vindt men weergegeven in fig. 2. De kanalen voor de beide stromen zijn grotendeels opgevuld met stukken dun kopergas die dwars op de stroomrichting zijn opgesteld en waarvan de schering- of de inslagdraden door de scheidingwand van het ene kanaal naar het andere lopen. Door deze constructie is in een klein volume een groot warmte-overdragend oppervlak verkregen en heeft men tussen de kanalen een scheidingwand met een zeer kleine warmteweerstand; koper geleidt de warmte immers zeer goed. De warmte-overdracht per cm^2 koperoppervlak is bovendien relatief groot: het is bekend dat de warmte-overdracht aan de

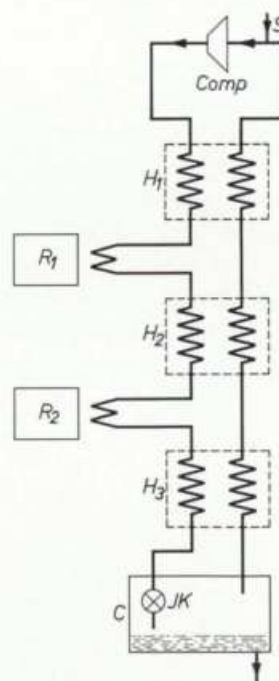


Fig. 1. Principeschema van heliumliquefactor of koelmachine voor 4°K waarin gebruik wordt gemaakt van het Joule-Kelvin-effect. Comp compressor. R_1 en R_2 voorkoeltrappen (b.v. 80 en 15°K). JK smoorkraan, bij passeren hiervan koelt het heliumgas zover af dat een deel ervan vloeibaar wordt. C heliumvat. H_1 , H_2 en H_3 warmtewisselaars; het uit C naar de compressor stromende gas geeft hierin zijn koude af aan het gas dat van de compressor naar de smoorkraan stroomt.

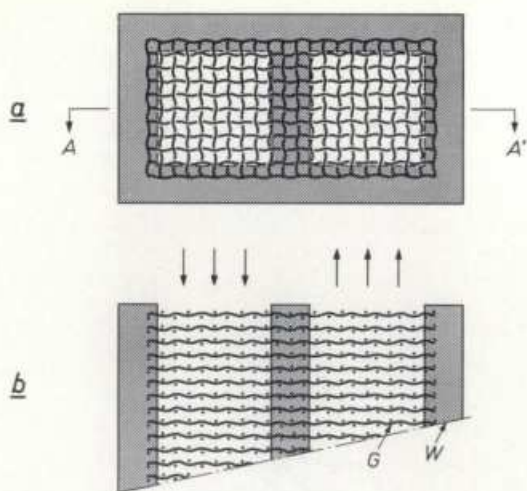


Fig. 2. Principe van de bouw van een gaaswarmtewisselaar. a) Doorsnede dwars op de richting van de kanalen. b) Doorsnede AA' in de kanaalrichting. G kopergaas. W wanden.

vulstof in een kanaal, zoals in dit geval het kopergaas, groter is naarmate deze stof fijner is verdeeld.

De werkelijke bouw is iets gecompliceerder dan fig. 2 suggereert. Er zijn niet twee kanalen, maar zeer vele. De beide stromen worden zodanig over de kanalen verdeeld, dat ieder kanaal omringd is door vier andere waar de tegenstroom doorheen gaat (fig. 3). Aldus is er tussen de beide stromen een zeer intensief warmtecontact. Het werken met een groot aantal nauwe kanalen in plaats van met twee wijde heeft bovendien het voordeel dat de warmte in de draden slechts over een kleine afstand getransporteerd behoeft te worden. Ook dit is gunstig voor het bereiken van een hoog rendement.

De fabricage van de nieuwe warmtewisselaars geschiedt als volgt. Men gaat uit van een groot aantal vierkante stukken kopergaas met een draaddiameter van b.v. 200 micron, en van even grote vellen papier die geïmpregneerd zijn met een geschikte kresolhars en

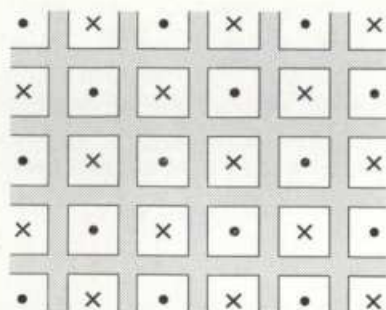


Fig. 3. In de werkelijke warmtewisselaars zijn er niet twee kanalen (vgl. fig. 2a), maar zeer vele, waarover de beide tegengestelde stromen (respectievelijk kruisjes en stippen) zo verdeeld worden dat ieder kanaal grenst aan vier andere waar de andere stroom doorheenvloeit.

waarin een bepaald gatenpatroon is geponst (fig. 4). Van de stukken kopergaas en papier wordt een stapeling gemaakt, zodanig dat tussen elke twee opeenvolgende stukken gaas een vel papier wordt gelegd. De stapeling van afwisselend gaas en papier wordt in een mal opgesloten en wordt hierin verhit tot een temperatuur van ca. 150 °C. Gelijktijdig wordt een axiale druk aangebracht. Door de temperatuurverhoging wordt de in het papier aanwezige hars zacht, en ten gevolge van de axiale druk worden de vellen papier in het gaas geperst en plakken ze aan elkaar vast. De stapeling wordt op temperatuur gehouden tot het hardingsproces van de kresolhars geheel is afgelopen. Zodoende wordt een samenhangend geheel verkregen van papier en gaas, waarin zich een groot aantal parallelle kanalen bevindt volgens fig. 3.

De compactheid die men met dit procédé bereikt, blijkt uit de warmte-overdragende oppervlakte per eenheid van volume: deze bedraagt niet minder dan 3000 m²/m³.

Zoals men op de foto ziet, zijn de kanalen bij de randen half zo breed als de andere, en de doorsnede van die in de hoeken is weer de helft dáárvan. De reden daarvan is dat deze kanalen niet in contact staan met vier andere, maar slechts met drie resp. twee. Door de doorsnede ervan geringer te kiezen, is bereikt dat de koperdraden in deze kanalen niet meer warmte behoeven te transporteren dan die in de andere.

Een gunstige bijzonderheid van de bouw is dat opeenvolgende stukken gaas thermisch van elkaar geïsoleerd zijn door het geïmpregneerde papier. De longitudinale warmtegeleiding van de warmtewisselaar is daardoor bijzonder klein. De warmtestroom die van het „warme” naar het „koude” uiteinde van de warmtewisselaar vloeit, is derhalve klein, en daarmee ook het door die stroom veroorzaakte koudeverlies.

De dikte van de wanden tussen de kanalen bedraagt bij de in fig. 4 getoonde warmtewisselaar 2,5 mm. Bij deze dikte is de warmteweerstand van de wand nog voldoende klein en is de kans op gaslekken nihil. Wanneer het juiste productieprocédé wordt toegepast, vertonen scheidingswanden van deze dikte zelfs nog geen gaslekken nadat de warmtewisselaar duizend maal is afgekoeld tot de temperatuur van vloeibare stikstof en weer opgewarmd tot kamertemperatuur. Verder zijn ze bestand tegen een drukverschil van 200 atmosfeer.

Voor de verdeling van de stromen over de kanalen zijn de warmtewisselaars aan beide uiteinden voorzien van aansluitblokken waarin op bepaalde wijze een aantal gaten is geboord. In fig. 4 ziet men een transparant model van een dergelijk aansluitblok. De werkelijke aansluitblokken zijn van messing. Ze worden aan de warmtewisselaar bevestigd door middel van een lijmverbinding die bestand is tegen zeer lage temperaturen.

Door het grote aantal parallelle kanalen is men niet beperkt tot warmte-overdracht tussen slechts *twee* stromen. In principe is met de besproken, afgebeelde warmtewisselaar gelijktijdige warmte-overdracht mogelijk tussen 49 verschillende stromen. In de Philips heliumliquefactor worden gaaswarmtewisselaars toegepast voor de warmte-overdracht tussen *drie* stromen.

den. We beschouwen nu het bijzondere, eenvoudige geval van een zg. gebalanceerde gaaswarmtewisselaar, d.i. een warmtewisselaar waarin voor beide stromen het produkt van massastroom en soortelijke warmte even groot is. Verwaarloost men de isolatieverliezen en de longitudinale warmtegeleiding en veronderstelt men dat de warmte-overdrachtscoëfficiënt en de warmtege-

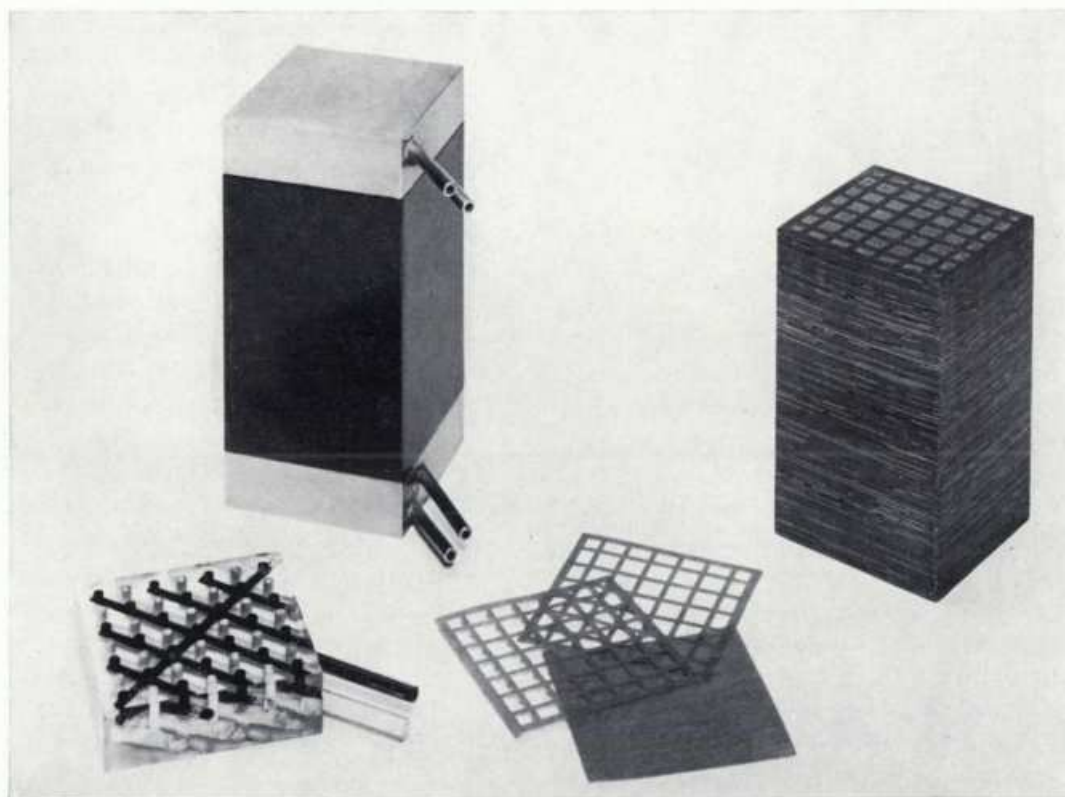


Fig. 4. Complete warmtewisselaar (links achter), te zamen met een aantal onderdelen. De warmtewisselaar bestaat uit een blok volgens fig. 2 en 3 (rechts; hoogte 12 cm, doorsnee 8×8 cm), met aan beide einden een messing aansluitblok voor het verdelen van de twee stromen over de kanalen. Links op de voorgrond een kunststofmodel van zo'n aansluitblok. In het midden een van de stukken kopergaas en twee van de vellen geperforeerd, geïmpregneerd papier waaruit een blok wordt samengesteld.

Daar de warmtewisselaar is ontwikkeld voor toepassing in een opstelling als van fig. 1, is bij het ontwerpen speciaal gedacht aan gasstromen. Het gebruik van de warmtewisselaar voor een gas- en een vloeistofstroom of voor twee vloeistofstromen is in principe echter evenzeer mogelijk.

Enige kwantitatieve gegevens

Rendement

Het thermische rendement η van een warmtewisselaar wordt gedefinieerd als de verhouding van de overgedragen hoeveelheid warmte tot de maximaal mogelijke hoeveelheid warmte die overgedragen zou kunnen wor-

leiding van koper niet van de temperatuur afhangen, dan verloopt de temperatuur in zo'n warmtewisselaar volgens fig. 5 en komt η overeen met de verhouding van het verschil van in- en uitstroomtemperatuur — voor beide stromen hetzelfde in dit geval — en de maximumwaarde die dit verschil zou kunnen hebben:

$$\eta = \frac{T_{Hi} - T_{Hu}}{T_{Hi} - T_{Li}} \quad \dots \quad (1)$$

Ook het verband tussen η en de constructieparameters neemt in bovengenoemd geval een eenvoudige vorm aan, nl.:

$$\eta = \frac{A^*}{A^* + 1} \quad \dots \quad (2)$$

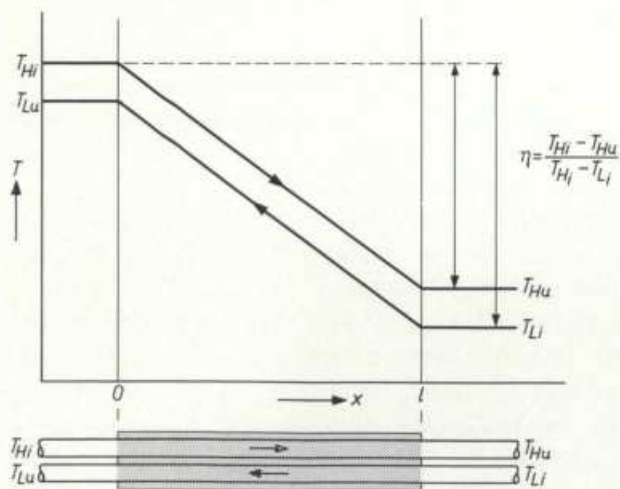


Fig. 5. Verloop van de temperatuur T met een plaats x in de kanalen (lengte l) voor een gebalanceerde warmtewisselaar bij afwezigheid van isolatieverliezen en longitudinale warmtegeleiding. De temperaturen met index H hebben betrekking op de afkoelende (de „warme”), die met index L op de in temperatuur stijgende („koude”) stroom. Het rendement η is het quotiënt van de door de beide pijlen aangeduide temperatuurverschillen.

waarin voor de dimensieloze grootte A^* geldt:

$$\frac{1}{A^*} = \frac{1}{\varepsilon_H A_H} + \frac{1}{\varepsilon_L A_L} + \frac{\dot{W}\delta}{\lambda_{Cu} S} \quad (3)$$

De drie termen van het rechterlid kan men beschouwen als drie reciproke, dimensieloze warmteweerstanden. De eerste term heeft betrekking op de warmte-overgang van de relatief warme stroom naar de koperdraden (indices H), de tweede op de afgifte van warmte door de draden aan de relatief koude stroom (indices L). De derde term heeft betrekking op de passage van warmte door de wand. De grootte A is voor ieder der kanalen gelijk aan $\alpha A / \dot{W}$, waarin α de warmte-overdrachtscoëfficiënt tussen stroom en gas is, A de warmte-overdragende oppervlakte en $\dot{W}$ de zg. warmte-capaciteitstroom, het produkt van massastroom en soortelijke warmte. Verder is ε het zg. vinrendement (zie hieronder), δ de wanddikte van de scheidingswand, λ_{Cu} de warmtegeleidingscoëfficiënt van koper en S de totale doorsnede van alle koperdraadjes die door een scheidingswand lopen. Voor een gegeven warmtewisselaar kan men de derde term van het rechterlid van verg. (3) direct berekenen. De A 's hebben wij ontleend aan de metingen die in het Philipslaboratorium te Eindhoven verricht zijn aan regenerators voor koudgaskoelmachines. Daarbij is gebleken dat men A voor een stapeling van n gaasjes die elkaar niet raken, kan voorstellen door $A = c_A \times 2n$, en voor gaasjes die elkaar wel raken, door $A = c_A \times l/d$; in laatstgenoemde uitdrukking is l de hoogte van de stapeling en d de diameter van de koperdraden. In fig. 6 is uitgezet hoe c_A

voor het geval dat het stromende medium een gas is, afhangt van Re , het getal van Reynolds, en wel voor vier waarden van de vulfactor f . Een verrassend aspect van bovenstaande resultaten is dat c_A van geen andere geometrische grootheden afhangt dan f en d .

Omtrent ε het volgende. Daar de warmteweerstand van de draden van nul verschilt, is er slechts warmte-transport van het ene kanaal naar het andere als er in de koperdraden een temperatuurgradiënt aanwezig is. Dit geldt niet alleen voor het deel van de draden dat zich in de wand bevindt, maar evenzeer voor de delen die zich in de kanalen bevinden. Men kan dit laatste in zijn berekeningen verdisconteren door, net als bij koelvinnen, te werken met een schijnbare warmte-overdrachtscoëfficiënt α' die kleiner is dan de werkelijke: $\alpha' = \varepsilon \alpha$. De waarde van de grootte ε , het zg. vinrendement, kan berekend worden als de vorm van de vin, in ons geval dus een draad, bekend is.

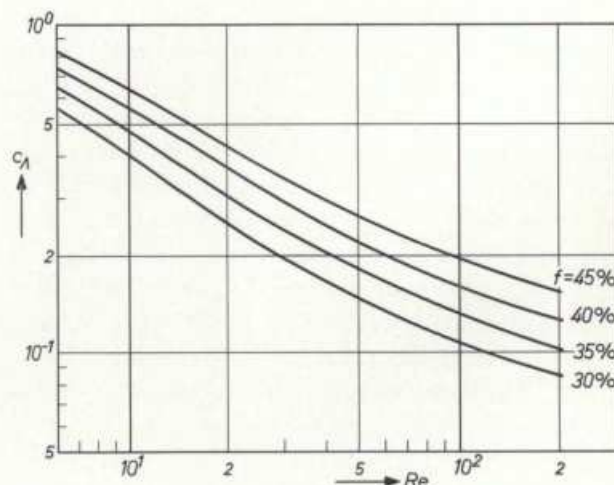


Fig. 6. De dimensieloze grootte c_A , die mede bepalend is voor het rendement van de warmtewisselaar, als functie van Re , het getal van Reynolds, voor vier waarden van de vulfactor f , d.i. het deel van het volume der kanalen dat door koperdraad in beslag wordt genomen. Voor kleine Re is $c_A \sim 1/Re$; met toenemende Re neemt de helling van de curve af. ($Re = \rho v d / \mu$; hierin is ρ de dichtheid, v de snelheid die het gas bij gelijke massastroom zou hebben als het kanaal geheel leeg was, d de diameter van de koperdraden en μ de dynamische viscositeit van het gas.)

In fig. 7 vindt men de voor de warmtewisselaar van fig. 4 berekende en gemeten waarden van A^* uitgezet tegen de massastroom $\dot{m}$ van het medium. Het verschil tussen de berekende en de gemeten waarden bedraagt 15-20%. Deze afwijking kan o.a. veroorzaakt worden doordat de wand van de kanalen niet vlak is en de stroom in de praktijk niet volkomen gelijkmatig over de kanalen verdeeld kan worden. Uit de voor A^* gevonden waarden volgt direct dat η zich in het onderzochte gebied van $\dot{m}$ -waarden beweegt tussen ca. 99% en ca. 96%. In fig. 7 is ook een curve getekend die het verloop van $1 - \eta$ met $\dot{m}$ weergeeft. Een dergelijke

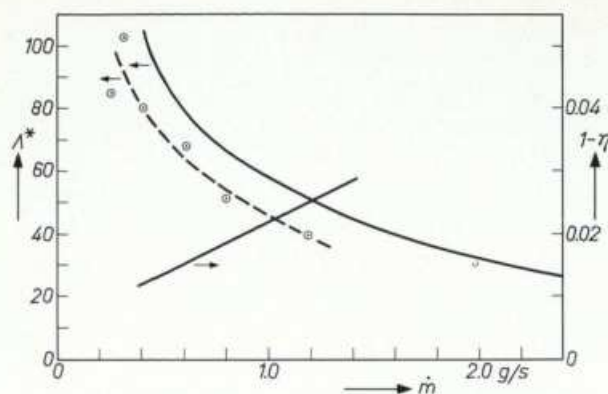


Fig. 7. Verloop van de dimensieloze grootheid Δ^* , die het rendement η bepaalt, met de massastroom $\dot{m}$ voor een warmtewisselaar volgens fig. 4. De getrokken curve heeft betrekking op de berekende waarden, de uit metingen afgeleide waarden wijken daar slechts weinig van af (streeplijn). Tevens is uitgezet het corresponderende verloop van $(1 - \eta)$. Ten gevolge van het koudeverlies door longitudinale warmtegeleiding zijn de ware waarden van $1 - \eta$ ca. 10% groter.

curve toont duidelijker hoe het koudeverlies met toenemende $\dot{m}$ toeneemt dan een curve van η als functie van $\dot{m}$.

De in fig. 7 voorkomende gemeten waarden van Δ^* zijn gevonden door de gemeten totale verliezen te verminderen met het koudeverlies door longitudinale warmtegeleiding in de warmtewisselaar, dat immers in onze beschouwingen is verwaarloosd. Zoals reeds werd vermeld, is genoemde warmtegeleiding relatief gering: de longitudinale warmtegeleidingscoëfficiënt bedraagt bij kamertemperatuur slechts $0,5 \text{ W/m}^\circ\text{C}$, en is bij lagere temperatuur nog geringer. In de praktijk — d.w.z. in het geval van fig. 7 bij $\dot{m}$ -waarden van 1 à 2 g/s — bedraagt het koudeverlies ten gevolge van de longitudinale warmtegeleiding ca. 10% van het totale koudeverlies van de warmtewisselaar. De ware waarden van $1 - \eta$ in fig. 7 zijn dientengevolge in dit gebied ca. 10% groter dan de getekende.

Stromingsweerstand

Een belangrijke grootheid voor de beoordeling van de bruikbaarheid van een warmtewisselaar is de stromingsweerstand. De formule voor het over deze weerstand optredende drukverschil Δp kan men schrijven in de vorm:

$$\Delta p = C_w \times \frac{1}{2} \rho v^2 l/d. \quad (4)$$

Hierin hebben l en d dezelfde betekenis als hierboven; ρ is de dichtheid van het gas, v de snelheid die het gas bij gelijke massastroom zou hebben als het kanaal geheel leeg was en C_w een dimensieloze grootheid, die uitsluitend afhangt van het getal van Reynolds en van de vulfactor (fig. 8).

Vergelijken we fig. 8 met fig. 6, dan zien we dat met

toenemende vulfactor de grootheid C_w (en dus het drukverschil Δp) toeneemt, wat een nadeel is, maar dat ook c_A (en dus Δ^* , ofwel het rendement η) toeneemt wat een voordeel is. Men moet dus een compromis zoeken. Het hangt van de aard van de toepassing af hoe men dat het best kan kiezen.

In een opstelling volgens fig. 1 wordt de totale stromingsweerstand voornamelijk bepaald door de weerstand die het geëxpandeerde gas ondervindt: de dichtheid van dit gas is door de lage druk gering en de snelheid bij gelijke massastroom dus hoog. In het algemeen kan het totale drukverschil bij een warmtewisselaar met het getoonde kanalenpatroon, waarbij de stromingsdoortochten voor de hoge- en lagedrukstroom even groot zijn, voldoende laag gehouden worden. Is de druk van het geëxpandeerde gas extreem laag — deze druk hangt samen met de temperatuur waarbij we koudeproductie wensen —, dan is het beter de stromingsdoortocht voor dit gas te vergroten ten koste van die voor het gecomprimeerde gas. Men kan dit eenvoudig verwezenlijken door bij de fabricage in de geïmpregneerde vellen papier een ander gatenpatroon te ponsen.

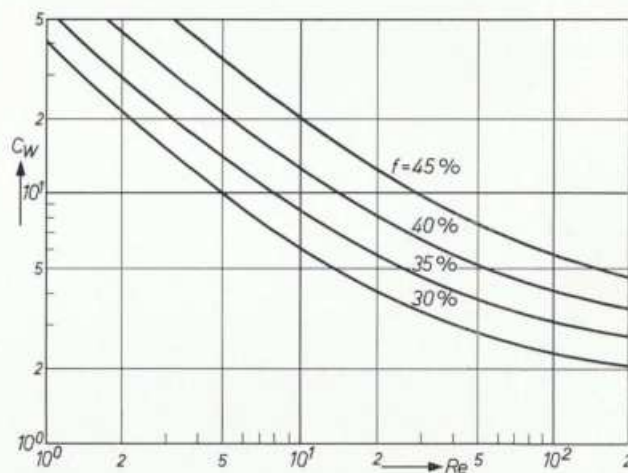


Fig. 8. Verloop van de weerstandsfactor C_w — zie verg. (4) — als functie van Re voor dezelfde vier waarden van de vulfactor f als in fig. 6. Voor kleine Re is $C_w \sim 1/Re$.

Samenvatting. Er is een uiterst compacte tegenstroom-warmtewisselaar ontwikkeld, die een hoog thermisch rendement heeft, en voor gassen een niet al te hoge stromingsweerstand. Men gaat uit van een stapeling van om en om een vierkant stuk koper gaas en een even groot, met kresolhars geïmpregneerd vel papier waarin een patroon van gaten geponst is. Het geheel wordt onder druk verhit, waardoor de hars week wordt, zodat de vellen papier door het gas heen een elkaar plakken. Vervolgens hardt de hars. Er ontstaat zo een groot aantal kanalen, gescheiden door wanden waar de draden van het gaas doorheen gaan, waardoor men wanden met een geringe warmteweerstand krijgt. De stromen worden door middel van aansluitblokken zo over de kanalen verdeeld dat ieder kanaal omringd is door een aantal kanalen waar de tegenstroom doorheenvloeft. De warmtegeleiding in de stroomrichting is zeer gering.

Recente wetenschappelijke publikaties

Deze publikaties zijn afkomstig van medewerkers van laboratoria en fabrieken, behorende tot of samenwerkende met ondernemingen van het Philipsconcern, in het bijzonder van medewerkers van de navolgende research-laboratoria:

Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven	E
Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland	M
Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes (S.O.), Frankrijk	L
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Aken, Weisshausstrasse, 51 Aachen, Duitsland	A
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg, Vogt-Kölln-Strasse 30, 2 Hamburg-Stellingen, Duitsland	H
MBLE Laboratoire de Recherche, 2 avenue Van Becelaere, Brussel 17 (Boitsfort), België.	B

Van de meeste dezer publikaties zullen binnenkort overdrukken beschikbaar zijn. Men kan deze aanvragen bij het betrokken laboratorium (zie de codeletter) of bij de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

G. A. Acket: Determination of the Hall mobility of hot electrons in gallium arsenide using 8 mm microwaves. *Physics Letters* **25A**, 374-376, 1967 (No. 5). E

G. A. Acket: Microwave Hall mobility of hot electrons in gallium arsenide. *Philips Res. Repts.* **22**, 541-552, 1967 (No. 6). E

N. W. H. Addink & L. Bastings: Chemical inactivation *in vitro* of carbonic anhydrase by carcinogenic substances. *Nature* **216**, 72-73, 1967 (No. 5110). E

L. K. H. van Beek, J. Helfferich, H. J. Houtman & H. Jonker: Properties of diazosulfonates: Part III. The absorption spectra of *p*-substituted-benzene-*trans*-diazosulfonates; Part IV. The absorption spectra of *o*- and *m*-substituted benzenediazosulfonates. *Rec. Trav. chim. Pays-Bas* **86**, 975-980, 981-985, 1967 (No. 10). E

G. Blasse & A. Bril: A new phosphor for flying-spot cathode-ray tubes for color television: yellow-emitting $Y_3Al_5O_{12}-Ce^{3+}$. *Appl. Phys. Letters* **11**, 53-55, 1967 (No. 2). E

A. J. van Bommel & F. Meyer: A low energy electron diffraction study of the PH_3 adsorption on the Si (111) surface. *Surface Sci.* **8**, 381-398, 1967 (No. 4). E

A. J. van Bommel & F. Meyer: LEED study of a nickel induced surface structure on silicon (111). *Surface Sci.* **8**, 467-472, 1967 (No. 4). E

H. Bosma: On the theory of linear noisy systems. Thesis, Eindhoven 1967. E

A. Broese van Groenou: Permeability of some oxides and metals at low temperatures. *J. appl. Phys.* **38**, 3317-3320, 1967 (No. 8). E

K. Bulthuis: Effect of uniaxial stress on silicon and germanium. *Physics Letters* **25A**, 512-514, 1967 (No. 7). E

A. Charles-Georges & A. Salmon: Usinage de cavités de pompage pour lasers „solides”. *Acta electronica* **10**, 315-330, 1966 (No. 3). L

A. Claassen & L. Bastings: The determination of aluminium with 8-hydroxyquinoline, Part I. Precipitation in acetate-buffered solution;

A. Claassen, L. Bastings & J. Visser: idem, Part II. Precipitation in ammoniacal cyanide - EDTA solution. *Analyst* **92**, 614-617, 618-621, 1967 (No. 1099). E

A. Cohen & J. 't Hart (Institute for Perception Research, Eindhoven): On the anatomy of intonation. *Lingua* **19**, 177-192, 1967 (No. 2).

R. Dessert: Lasers „solides” à fonctionnement continu. *Acta electronica* **10**, 295-314, 1966 (No. 3). L

W. F. Druyvesteyn: The resistivity of hard superconductors subjected to an increasing field. *Physics Letters* **25A**, 31-32, 1967 (No. 1). E

G. Engelsma: Photoinduction of phenylalanine deaminase in gherkin seedlings, II. Effect of red and far-red light. *Planta* **77**, 49-57, 1967 (No. 1). E

A. H. Gomes de Mesquita: Refinement of the crystal structure of SiC type 6H. *Acta cryst.* **23**, 610-617, 1967 (No. 4). E

A. H. Gomes de Mesquita: The crystal structure of 2,2'-diaminodiphenyl disulphide. *Acta cryst.* **23**, 671-672, 1967 (No. 4). E

- N. Hansen:** Evaluation of the sticking probability of gases chemisorbed on metal films without measurements of gas pressure.
Suppl. Nuovo Cim. **5**, 389-398, 1967 (No. 2). *A*
- G. Klein & C. W. Bodenhause:** Stabilized power supply for 3 kV, 60 mA.
Electronic Engng. **39**, 609-611, 1967 (No. 476). *E*
- G. Klein & H. Koelmans:** Active thin film devices.
Festkörperprobleme **7**, 183-199, 1967. *E*
- A. Klopfer:** Interactions of electrons with adsorbed water.
Suppl. Nuovo Cim. **5**, 606-611, 1967 (No. 2). *A*
- E. Kooi:** The surface properties of thermally oxidized silicon.
Festkörperprobleme **7**, 132-157, 1967. *E*
- D. J. Kroon & J. M. van Nieuwland:** Techniques of propagation at millimetre and submillimetre wavelengths.
Spectroscopic techniques for far infra-red, submillimetre and millimetre waves, ed. D. H. Martin, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1967, p. 309-380. *E*
- J. van Laar & J. J. Scheer:** Influence of volume dope on Fermi level position at gallium arsenide surfaces.
Surface Sci. **8**, 342-356, 1967 (No. 3). *E*
- H. de Lang:** Polarization properties of optical resonators passive and active.
Thesis, Utrecht 1966. *E*
- H. de Lang & G. Bouwhuis:** Measurements on the anomalous non-linear preference for circular mode polarization in a 1.523 μ He-Ne laser.
Physics Letters **25A**, 406-407, 1967 (No. 5). *E*
- F. E. Maranzana:** Contributions to the theory of the anomalous Hall effect in ferro- and antiferromagnetic materials.
Phys. Rev. **160**, 421-429, 1967 (No. 2). *E*
- G. Marie, P. Wurtz & R. Le Pape:** Etude d'un laser au néodyme déclenché par un obturateur à effet Pockels.
Acta electronica **10**, 249-293, 1966 (No. 3). *L*
- B. J. Mulder:** Sensitized photoconduction of anthracene.
Philips Res. Repts. **22**, 553-567, 1967 (No. 6). *E*
- J. M. Noothoven van Goor:** Hall coefficients of tellurium-doped bismuth.
Physics Letters **25A**, 442-443, 1967 (No. 6). *E*
- M. J. Prescott & J. Basterfield:** The observation of dislocations in yttrium gallium garnet by a photoelastic method.
J. Mat. Sci. **2**, 583-588, 1967 (No. 6). *M*
- H. Rau:** Thermodynamik des Selendampfes.
Berichte Bunsenges. phys. Chemie **71**, 711-715, 1967 (No. 7). *A*
- H. Rau:** Das Bildungsgleichgewicht des Selenwasserstoffs.
Berichte Bunsenges. phys. Chemie **71**, 716-719, 1967 (No. 7). *A*
- G. Renelt & H. W. Neuhaus:** Übertragungseigenschaften des Lesedrahtes einer Ferritkernspeichermatrix.
Nachrichtentechn. Z. **20**, 722-728, 1967 (No. 12). *H*
- J. F. Schouten** (Institute for Perception Research, Eindhoven): Subjective stroboscopy and a model of visual movement detectors.
Proc. Symp. on models of the perception of speech and visual form, Boston 1964, p. 44-55; 1967.
- G. Schulten:** Simple molecular frequency standards for millimeter waves.
Microwave J. **10**, No. 12, 71-73, 1967. *H*
- G. Simon:** Calculation of the elastic properties of germanium.
J. Phys. Chem. Solids **28**, 2349-2358, 1967 (No. 12). *A*
- K. van Steensel:** Vacuum-deposited thin-film capacitors of silicon monoxide.
Microelectronics and Reliability **6**, 261-268, 1967 (No. 4). *E*
- T. L. Tansley:** Forward current injection modulation of photocurrent in *p-n* heterojunctions.
Phys. Stat. sol. **24**, 615-622, 1967 (No. 2). *M*
- B. Tuck:** Photoluminescence of compensated *p*-type GaAs.
J. Phys. Chem. Solids **28**, 2161-2168, 1967 (No. 11). *M*
- G. Vandewiele** (Université Libre de Bruxelles) & **M. Noé:** An inequality concerning tests of fit of the Kolmogorov-Smirnov type.
Ann. math. Statistics **38**, 1240-1244, 1967 (No. 4). *B*
- J. Verweel:** Magnetic properties of some ferroplana single crystals.
Thesis, Amsterdam 1966. *E*
- K. J. de Vos** (Philips Radio, Gramophone and Television Division, Eindhoven): The relationship between microstructure and magnetic properties of alnico alloys.
Thesis, Eindhoven 1966.
- J. C. Walling:** Characteristic admittance of an array of rectangular conductors.
Electronics Letters **3**, 481-483, 1967 (No. 11). *M*
- S. B. Weinstein:** Optimum radar-antenna-gain patterns for attenuation of fixed background clutter.
Philips Res. Repts. **22**, 568-576, 1967 (No. 6). *E*
- H. J. de Wit & C. Crevecoeur:** *n*-type Hall effect in MnO.
Physics Letters **25A**, 393-394, 1967 (No. 5). *E*
- L. E. Zegers:** The reduction of systematic jitter in a transmission chain with digital regenerators.
IEEE Trans. **COM-15**, 542-551, 1967 (No. 4). *E*